

POLSKA AKADEMIA NAUK
INSTYTUT PODSTAWOWYCH PROBLEMÓW TECHNIKI

ARCHIWUM ELEKTROTECHNIKI

TOM IX · ZESZYT 3

KWARTALNIK

PAŃSTWOWE WYDAWNICTWO NAUKOWE
WARSZAWA 1960

SPIS TRESCI

Str.

H. S. Kozłowski: Uproszczona metoda obliczania ekonomicznych kształtów małych silników indukcyjnych	509
J. Borkowski: Silnik indukcyjny z ciągłą regulacją prędkości obrotowej	517
R. Sochocki: Jednofazowy silnik komutatorowy o charakterystyce bocznikowej . .	541
S. Szpor: Zasady układów ochrony odgromowej stacyjnej z dławikami — II . .	561
H. U. Stoberneck: Coulombowskie siły przyciągania między kulistymi elektrodami	597
W. Rosiński: Tranzystory stopowo dyfuzyjne o oporze ujemnym	607

СОДЕРЖАНИЕ

X. C. Козловски: Упрощенный метод вычисления экономических форм индукционных двигателей	509
E. Борковский: Новый способ плавной регулировки скорости вращения асинхронного двигателя	517
P. Сохоцки: Однофазный коллекторный двигатель с шутовой характеристикой . .	541
C. Шпор: Принципы защиты станции от атмосферных перенапряжений дросселями — II . .	561
X. U. Штобернак: Кулоновы силы притяжения между шаровыми электродами . . .	597
B. Росински: Сплавно диффузионные транзисторы с отрицательным сопротивлением . .	607

CONTENTS — SOMMAIRE

H. S. Kozłowski: Simplified calculation method of shape economy of induction motors	509
J. Borkowski: New method of stepless speed control of induction motor	517
R. Sochocki: Single phase shunt commutator motor	541
S. Szpor: Principles of lightning — protection systems with choke coils for substations — II	561
H. U. Stoberneck: Die Coulombschen Anziehungskräfte zwischen kugelförmigen Elektroden	597
W. Rosiński: Alloy-diffused transistors with negative resistance	607

POLSKA AKADEMIA NAUK
INSTYTUT PODSTAWOWYCH PROBLEMÓW TECHNIKI

ARCHIWUM ELEKTROTECHNIKI

TOM X • ZESZYT 3

KWARTALNIK

PAŃSTWOWE WYDAWNICTWO NAUKOWE
WARSZAWA 1960

R A D A R E D A K C Y J N A

PROF. JANUSZ LECH JAKUBOWSKI, PROF. BOLESŁAW KONORSKI,
PROF. IGNACY MAŁECKI, PROF. WITOLD NOWICKI, PROF. PAWEŁ SZULKIN

K O M I T E T R E D A K C Y J N Y

Redaktor Naczelny

PROF. JANUSZ GROSZKOWSKI

Z-ca Redaktora Naczelnego

PROF. PAWEŁ NOWACKI

Sekretarz

WACŁAW ZWOLAKOWSKI

PRINTED IN POLAND

COPYRIGHT BY
PAŃSTWOWE WYDAWNICTWO NAUKOWE
WARSZAWA 1960

ADRES REDAKCJI:

Warszawa, ul. Koszykowa 75, Politechnika,
Zakład Radiotechniki, tel. 8.32.04 lub 8.87.40
Redakcja czynna: poniedziałki, środy i piątki

Państwowe Wydawnictwo Naukowe - Dział Czasopism
Warszawa, Miodowa 10

Nakład 724+126 egz.	Do składania 13 VII 1960
Ark. wyd. 9,75 druk. 9.13	Podpisano do druku 1 X 1960
Papier ilustrac. 70 g V kl. 70×100/16	Druk ukończ. w październiku 1960
Cena zł 30,—	L-6 - Zamówienie 500/7

Drukarnia Uniwersytetu im. A. Mickiewicza — Poznań, ul. Fredry 10

621.313.333

H. S. KOZŁOWSKI

Uproszczona metoda obliczania ekonomicznych kształtów małych silników indukcyjnych

Rękopis dostarczono 1. 2. 1960

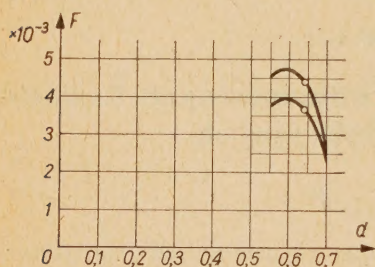
Podano skróconą metodę projektowania ekonomicznych kształtów małych silników indukcyjnych przeznaczoną głównie do obliczania serii typów silników o mocach kilku — kilkudziesięciu kW, których średnice są zwykle ograniczone przez dodatkowe warunki, a duża liczba typów w seriach wymaga zmniejszenia pracochłonności obliczeń.

Przy obliczaniu małych silników indukcyjnych metodą podaną przez autora [5] napotyka się często na trudności związane z cechami tych właśnie silników. Są one wyrabiane wielkoseryjnie z zastosowaniem jak największej mechanizacji i automatyzacji procesów wytwórczych. Wymaga to normalizacji wewnętrznej jak największej liczby części i wymiarów w ramach projektowanej serii typów, co zmusza do znacznego odstępowania w poszczególnych typach od optymalnych kształtów. W seriach małych silników dużą rolę grają silniki o małej liczbie biegunów, w których dużą trudność powoduje czasem konieczność pomieszczenia wirnika wewnątrz obliczonej optymalnej wewnętrznej średnicy statora.

Dodatkowym czynnikiem, często zmuszającym do odstępowania od optymalnych kształtów w mniejszym lub większym stopniu, jest dążenie do małych wymiarów silników ze względu na to, że są one stosowane również do wbudowywania w rozmaite maszyny i urządzenia. Objawem tego jest postępująca stale normalizacja niektórych wymiarów gabarytowych małych silników indukcyjnych, a w szczególności wymiaru H , tj. wzniosu osi wału ponad podstawę łąp. Przez ten wymiar, określony dla każdej mocy silnika, średnica zewnętrzna często musi być mniejsza niż gdyby promieniowy wymiar jarzma statora h_j był optymalny.

Widać to dobrze na rys. 2 w pracy [5]. Co prawda obliczenie, wg którego wykonano krzywe, obarczone było, być może, zbyt dowolnymi założeniami, a w szczególności przyjęciem współczynnika kosztów proporcjonalnych do kosztu żelaza rdzenia $k_r = 1$ (tak samo jak odpowiedniego k_u — dla uzwojenia), gdyby zaś uwzględnić w k_r koszty związane z powiększeniem średnicy, maksimum F wystąpiłoby nie przy $d_0 = 0,64$ lecz przy

nieto większym. Jeśli krzywe na tym rysunku uważać jednak za właściwe i na nich opierać się przy wyborze stosunków średnic, to jako najlepsze praktycznie należałoby przyjąć około $d_0=0,64$ i $d=0,52$. Wtedy silnik miałby ekonomiczny kształt, ale z przewagą żelaza w stosunku do miedzi,



Rys. 1. Krzywe $F=f(d)$.

a więc musiałyby przy tej samej mocy i stratach mieć gabaryt większy, ponieważ zaś średnica ograniczona wymiarem H nie mogłaby wzrosnąć, musiałyby to być silnik nadmiernie długi.

Żądany warunek zmniejszenia wymiarów gabarytowych można byłoby przedstawić pod postacią dodatkowego zwiększenia ceny żelaza (blachy na rdzeń), zwykle jednak postępuje się inaczej: ustala się indukcję w jarzmie (większą niż optymalna)

według danych podobnych maszyn wypróbowanych jako dobre i ekonomiczne i zakłada się do obliczeń ekonomicznych stosunek indukcji w jarzmie do indukcji w powietrzu tak, jak to było robione w [4] i szuka się przy tym założeniu najlepszego stosunku średnic d i najlepszego stosunku długości do średnicy zewnętrznej l . Ponieważ wtedy wielkość d_0 (stosunek średnicy podstaw zębów do zewnętrznej) nie występuje jako zmienna, możemy rachunek znacznie uprościć. Spostrzeżenie opisane w [5], że kształt optymalnego wykroju blachy praktycznie nie zależy od długości maszyny, potwierdzone np. tym, że się nie przecinają linie $F=f(l)$ przy różnych

$\frac{D}{D_z}$ na rys. 3a i 3b w pracy [4], można wykorzystać w ten sposób, że rachunek rozбивa się na dwie części, a w każdej z nich operuje się tylko jedną zmienną niezależną: w pierwszej $\frac{D}{D_z}=d$, w drugiej zaś $\frac{L}{D_z}=l$. W pierwszej części obliczenia zakładamy l jako stałą, przy czym najlepiej jest zakładać ją taką, jaka jest spodziewana jako optymalna.

Wzór (25) z pracy [4], po podstawieniu $l=\text{const}$, będzie wyrażał współczynnik ekonomiczności stosunku średnic i będzie miał postać

$$F = \text{const} \frac{d^3(1 - a_2d - a_3d^2)^{3/2}}{a_7(1 - a_2d - a_3d^2) + a_6l} \quad (1)$$

We wzorze tym

$$a_2 = \frac{\pi a_i B'_p}{pk_{Fe} B_{j1}}, \quad (2)$$

$$a_3 = 1 - \left(\frac{\pi a_i B'_p}{2pk_{Fe} B_{j1}} \right)^2, \quad (3)$$

$$a_6 = k_d k_{Fe} \gamma_{Fe} C_{Fe}, \quad (4)$$

$$a_7 = \frac{a_5}{2} (l + l_{cz}), \quad (5)$$

$$a_5 = k_r k_n a_{\gamma Cu} C_{Cu}, \quad (6)$$

$$a = \frac{\pi}{2} \left(1 - \frac{B_p}{k_{Fe} B_{z1}} \right). \quad (7)$$

Po wyznaczeniu krzywej $F=f(d)$ ustalamy d z prawej strony płaskiego jej wierzchołka, tak aby mieć możliwie duże d kosztem niewielkiego tylko zmniejszenia F w stosunku do F_{\max} , które opłaca się, gdyż zwiększenie średnicy wewnętrznej statora ułatwia osiągnięcie dobrej przeciążalności, ułatwia zaprojektowanie wirnika oraz w wielu przypadkach daje możność zwiększenia efektu chłodzenia, jeśli np. średnice wentylatorów są ograniczone przez średnicę wirnika lub jeśli potrzebne jest miejsce na kanały powietrzne w wirniku.

Drugą część obliczenia przeprowadzamy wg tegoż wzoru (25) [4], w którym $\frac{D}{D_z} = d$ włączamy do stałych. Wzór ten upraszcza się wtedy do postaci

$$F = \text{const} \frac{\left(\frac{l}{l + l_{cz}} \right)^{3/2}}{a_8 (l + l_{cz}) + a_6 l}, \quad (8)$$

gdzie

$$a_8 = \frac{a_5}{2} (1 - a_2 d - a_3 d^2). \quad (9)$$

Krzywa $F=(l)$, której punkty wyliczamy z wzoru (8), pozwala na obranie właściwego stosunku długości do średnicy, zwykle po stronie mniejszych nieco l niż to, które odpowiada F_{\max} , lecz tak, aby niewiele tylko stracić na ekonomiczności i mieć maszynę nieco krótszego kształtu. Powody tego są te same co poprzednio, gdyż w rezultacie prowadzi to również do nieco większej średnicy wirnika, kosztem niewielkiego zmniejszenia ekonomiczności.

Metoda ta ma w stosunku do poprzednich cechę, która jest szczególnie potrzebna przy obliczaniu serii małych silników, składających się z bardzo dużej liczby typów, a mianowicie jest bardzo szybka, gdyż polega na obliczeniu tylko kilku punktów wg wzoru (1) i kilku wg (8), co można sobie jeszcze ułatwić stosując tabele podobne do tych, wg których obliczane były przykłady w pracach [4] i [5] lecz znacznie krótsze. Otrzymuje się przy tym wyniki, które można stosować nie do jednego typu maszyny, lecz

do wszystkich tych, które nie różnią się liczbą biegunów i stałymi współczynnikami, pomimo że moc mają inną.

Przykład obliczenia

Tematem przykładu jest silnik czterobiegunowy o mocy 100 kW, na napięcie 380 V. Dodatkowe żądania są, aby odmiana z wirnikiem pierścieniowym miała ten sam stator, co odmiana z wirnikiem klatkowym oraz aby wznios osi wału ponad podstawę łąp był: $H=280$ mm, co ogranicza zewnętrzną średnicę blach do $D_z=470$ mm.

Upřednio obliczono wiele alternatyw tego silnika i zbadano jego prototypy, będzie więc można — po otrzymaniu wyników obliczeń ekonomicznego kształtu — przekonać się, do jakiego stopnia wyniki są zgodne, jeśli chodzi o stosunek średnic d i stosunek długości do średnicy l , oraz czy te same ich wartości wypadną jako praktycznie najlepsze.

Aby porównanie było miarodajne, do obliczeń ekonomicznego kształtu będą wzięte te same współczynniki wypełnienia i inne wielkości wchodzące w obliczenie jako stałe:

$$k_{Fe}=0,93, k_n=0,4, C_{Fe}=1, C_{Cu}=6, k_d=1,03, l_{cz}=0,81, B'_p/B_{z1}=0,483.$$

Stosunek $B'_p/B_{j1}=0,54$, przyjęty w obliczeniu, jest wynikiem obioru według poprzednich wzorów, indukcji w jarzmie $B_{j1}=14\,000$ Gs i indukcji w powietrzu $B'_p=7450$ Gs.

Współczynnik uwzględniający koszt miedzi wirnika dla klatkowego silnika (aluminium) $k_w=1,3$ a dla pierścieniowego $k_w=1,8$.

Podstawiając te wielkości we wzory (2) do (5) i (9), otrzymujemy:

$$a_2=0,638$$

$$a_3=0,9$$

$$a_5=21 \text{ dla silnika klatkowego i } a_5=29 \text{ dla — pierścieniowego}$$

$$a=0,755$$

$$a_6=7,3$$

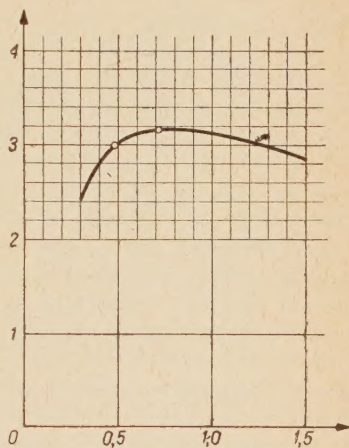
$$a_7=13,4 \text{ dla klatkowego i } a_7=18,5 \text{ dla pierścieniowego.}$$

(Współczynnik a_7 obliczono w obu przypadkach przy ustalonym dla pierwszej części obliczenia stosunku długości do średnicy $l=0,47$).

Z wzoru (1), podstawiając wartości d otrzymano punkty krzywych na rys. 1: górnej krzywej dla silnika klatkowego i dolnej — dla pierścieniowego. Na każdej z tych krzywych naznaczony jest kółkiem punkt odpowiadający stosunkowi wymiarów istniejącemu w najlepszej z alternatyw obliczanych klasycznym sposobem. Odpowiada to nieco zwiększonemu d w stosunku do teoretycznie optymalnego, kosztem siedmio procen-

towego zmniejszenia F . Z punktu widzenia przeprowadzonych tu obliczeń ekonomicznych jest to nieco za dużo. Krzywe na rys. 2 wskazują, że raczej jako najkorzystniejsze należałoby wybrać $d=0,62$, a nie $0,639$. Wziąwszy pod uwagę, że średnica silnika musiała być nieco powiększona ze względu na to, że w alternatywie z wirnikiem zwojonym brakło miejsca na kanały wentylacyjne w wirniku, można uważać, że wyniki są dla praktyki dostatecznie zgodne.

Drugą część obliczenia, której rezultat przedstawiono na rys. 2 jako krzywą $F=f(l)$, wykonano wg wzoru (8), przy czym współczynnik obliczony wg wzoru (9): $a_8=3,18$. Punkty oznaczone kółkami odpowiadają względnym długościom tego silnika, budowy okapturzonej (krótszy) i zamkniętej (dłuższy). Punkty te leżą we właściwym miejscu na krzywej $F=f(i)$.



Rys. 2. Krzywa $F=f(l)$.

WYKAZ LITERATURY

1. Dubicki B.: Obliczenie trójfazowych silników indukcyjnych asynchronicznych. Arch. Elektr. 1957.
2. Jong: Die richtige Wahl der Hauptabmessungen von Drehstrommotoren. E u M 1953, s. 11.
3. Kade F.: Die Wachstumsgesetze des Induktionsmotor. ETZ 1952, ss. 629.
4. Kozłowski H. S.: Teoria optymalnych kształtów maszyn indukcyjnych. Arch. Elektr. 1955, z. 4.
5. Kozłowski H. S.: Ekonomiczność silnika asynchronicznego jako funkcja kształtu. Arch. Elektr. 1959, z. 4.
6. Liwschitz M.: Die elektrischen Maschinen, Band III, Teubner 1934.
7. Postnikow I. M.: Uniwersalnaja maszynnaja postojannaja, Elektrichestwo, 11, 1950.
8. Postnikow I. M.: Projektirowanje elektriceskich maszin. Gos. Izd. Techn. Lit. Kijów, 1952.
9. Richter R.: Elektrische Maschinen, Springer, Bd. IV, 1936.
10. Richter R.: Die Hauptabmessungen elektrischer Maschinen und ihre Materialausnutzung ETZ, 22, 1952.
11. Śliwiński T., Wdowiak B.: Ocena serii maszyn elektrycznych metodą analizy łącznych kosztów amortyzacji i eksploatacji. Przegl. Elektr. 1955.
12. Vidmar M.: Der wirtschaftliche Aufbau der elektrischen Maschinen, 1918.
13. Winogradow N. W., Goriainow F. A., Sergiejew P. S.: Projektirowanje elektriceskich maszin, Gosenergoizdat, 1950.

УПРОЩЕННЫЙ МЕТОД ВЫЧИСЛЕНИЯ ЭКОНОМИЧЕСКИХ ФОРМ МАЛЫХ ИНДУКЦИОННЫХ ДВИГАТЕЛЕЙ.

В статье описан метод позволяющий быстро вычислить экономические формы двигателя ограниченных размеров, пополненный расчетным примером.

При проектировании малых серийных машин возникает часто потребность отклонений от вычисленных оптимальных форм, вызванная необходимостью применения малых диаметров, а вследствие этого недостатком места в роторе. Это ведет к необходимости избрания больших диаметров ротора чем полученные из расчета [5] и уменьшения радиального размера ярма статора. В приведенном методе заранее предопределяется постоянное отношение индукции в воздушном зазоре к индукции в ярме статора, как это практиковалось в [4], а констатируемый факт, что оптимальное отношение диаметров не зависит от длины пакета — используется для подразделения расчета на две части, в каждой из которых коэффициент экономичности формы является функцией только одной переменной. В первой части — это отношение диаметра расточки к наружному диаметру статора, а во второй — отношение длины пакета к диаметру наружному статора при постоянном значении отношения диаметров, избранном на основании результатов первой части расчета. Такое ограничение количества переменных ведет к значительному уменьшению затраты времени на произведение расчетов, что особенно важно при проектировании серии из нескольких десятков или более типов. Первая часть расчета производится согласно формуле (1) а вторая — согласно формуле (8). В этих формулах все обозначения приняты идентичными с [5].

В качестве расчетного примера использован четырехполюсный двигатель мощностью 100 квт, наружный диаметр которого ограничен до $D_z = 470$ мм из-за нормированной высоты вала по отношению к установочной поверхности двигателя. Затруднения вызванные недостатком места в роторе увеличены дополнительно требованием сохранения тех же размеров ярма статора в исполнении с контактными кольцами. На рис. 1 представлены кривые коэффициента экономичности отношения диаметров двигателя (верхняя для двигателя с беличьей клеткой с коэффициентом учитывающим стоимость клетки двигателя $k_w = 1,3$, а нижняя для двигателя с контактными кольцами $k_w = 1,8$). Кривая на рис. 2 представляет зависимость от относительной длины ярма при избранном по рис. 1 (точки обозначенные окружностями) отношении диаметров, так чтобы он был возможно большим, даже ценой некоторого уменьшения коэффициента экономичности формы.

SIMPLIGITA KALKULMETODO DE EKONOMIE BONAJ FORMOJ DE ETAJ ASINKRONAJ MOTOROJ

Projektata serio de etaj motoroj ofte konsistas el multaj tipoj, tial estas dezirataj tempoŝparaj kalkulmetodoj. Krome ofte okazas cirkonstancoj altrudantaj ŝangon de la kalkulita lau [5] formo de la maŝino, precipe malpligrandigon de la ekstera diametro, sekve malpligrandigon de la radiusa dimensio de la statora jugo. Tio estas samsignifa kiel rezigno de la ekonomie plej tauga indukcio en la jugo. Do, en tiu ĉi metodo la valoro de la kvociento B_p/B_j (indukcio en la aero dividita je la indukcio en la statora jugo) estas antaŭdecidita lau similaj maŝinoj antaŭe konstruitaj. Kiel rezultas el [4] kaj [5], la plej tauga kvociento $d=D/D_z$ (de la interna diametro de la statora lado per la ekstera diametro) praktike ne dependas de la kernolongo. Tio ebligas simpligon de la kalkulo, kies unua parto povas esti

farata konsiderante la kernolongon konstanta. Tiam la ekonomia faktoro de formo estas funkcio nur de sola d . En la dua parto de la kalkulo tiu faktoro, signita per la litero F , estas funkcio nur de la relativa longo $l-L, D_2$, kaj d estas konstanto rezultanta de la unua kalkulparto.

La signifoj de la simboloj aplikitaj en la teksto estas la samaj kiel en [5].

Kiel ekzemplo estas kalkulita la ekonomidona formo de la kvarpolusa motoro havanta povumon de 100 kilovatoj, kies ekstera ladodiametro estas limigita ĝis $D_2=470$ mm. Malfacilaĵoj kauzitaj de spacomanko en la rotoro estas pligrandigitaj per aldona postulo ke la sama statoro, pro teknologiaj kauzoj, estu tauga por la kaĝaj kaj faze volvitaj rotoroj.

La desegnaĵo 1 montras la kurbojn $F=f(d)$, tiun supran por la kaĝa kaj la malsupran por la faze volvita rotoro.

Lau tio estas elektita la kvociento d de diametroj, iom pli granda ol rilatanta al la maksimuma F , por ke la diametro de rotoro estu se eble pli granda sen konsiderinda malpligrandigo de la ekonomia faktoro F .

La desegnaĵo 2 montras F kiel funkcion de relativa kernolongo.

SIMPLIFIED CALCULATION METHOD OF SHAPE ECONOMY OF INDUCTION MOTORS

In designing of serial induction motors it often becomes inevitable to depart from the optima shapes for the sake of required small diameters and associated with it lack of space in the rotor. This compels to assume larger rotor diameter compared with computation result obtained from [5].

In the method as suggested it is assumed in advance that the ratio of air and yoke inductions is constant i. e. similarly as in [4] and, moreover, the circumstance that the ratio of diameters is independent of the core length is exploited to split the calculation into two stages.

In both stages the coefficient of shape economy is function of only one independent variable, and so in the first stage — of the ratio of internal — and external diameters at the constant core length, whilst in the second stage — of the ratio of the core length and external diameter at the constant ratio of diameters, chosen on the basis of the calculation carried out in the first stage.

Such a limitation in the amount of variables results in multiple reduction of very work consuming calculation what is of a particular value if we are involved in designing of series amounting to several or more types. The first stage of calculation is carried out according to the formula 1, whereas in the second one the formula (8) is used. In both formulae the symbols used are identical with that in the work [5].

A numerical example is given for a four-pole motor of 100 kW, whose external diameter due to the standardized distance of its axis over the legs is limited to $D_2=470$ mm. The difficulties associated with the lack of space in the rotor are additionally augmented by the requirement that this motor, if produced as slip-ring type should have the same dimensions of the stator core. The curves representing the economy coefficient in function of the ratio of diameters are shown in Fig. 1. The top curve relates here to the squirrel-cage motor, whose coefficient embraces the cost of the rotor cage $k_w=1.3$. The lower curve is concerned with the slip ring motor $k_w=1.8$. Fig. 2 gives a curve representing the dependence of economy on the relative length of core at the ratio of diameters chosen from the Fig. 1 (points marked by circlets) within possibly high values at the expense of a slight drop of the coefficient of shape economy.

621.313.333:621.3.072.9

J. BORKOWSKI

Nowy sposób ciągłej regulacji prędkości obrotowej silnika indukcyjnego

Rękopiśm. dostarczono 16. 6. 58

Artykuł przedstawia koncepcję nowego rozwiązania trójfazowego silnika indukcyjnego*, zezwalającego na ciągłą regulację prędkości obrotowej w dużym zakresie w dół od prędkości synchronicznej.

Podano zasadę działania i rozwiązanie konstrukcyjne maszyny oraz teoretyczne wyprowadzenie zależności oraz zbadano na drodze analitycznej zachowanie się maszyny. Podano wzory oraz wykresy zmian wielkości charakterystycznych silnika podczas regulacji.

1. WSTĘP

Zagadnienie płynnej regulacji prędkości obrotowej jest jednym z ważniejszych w napędach elektrycznych. Możliwość takiej regulacji dają maszyny prądu stałego. Jednak wobec powszechności stosowania prądu zmiennego, regulacja prędkości obrotowej maszyn prądu zmiennego jest zagadnieniem ważnym i ciągle aktualnym. Maszynami prądu zmiennego, które dają możliwość takiej regulacji, są maszyny komutatorowe, jednak ich mała pewność pracy, trudności w obsłudze, iskrzenie na szczotkach, hałaśliwa praca oraz wysoki koszt spowodowały, że maszyny te są mało rozpowszechnione. Maszyny synchroniczne z zasady nie posiadają możliwości regulacji prędkości obrotowej, chyba że przez zmianę częstotliwości sieci. Pozostają maszyny indukcyjne, które są najbardziej rozpowszechnione. Jednak regulacja prędkości obrotowej maszyn indukcyjnych jest sprawą trudną. Istnieje wiele znanych sposobów regulowania maszyn indukcyjnych, jednak jeżeli chodzi o regulację płynną, to wszystkie one mają dużo wad.

Ciągłą regulację prędkości obrotowej silników indukcyjnych można uzyskać następującymi sposobami:

- przez zmianę częstotliwości napięcia zasilającego,
- przez wprowadzenie dodatkowego napięcia w obwód wtórny maszyny,

* Silnik tego typu został opatentowany przez Urząd Patentowy PRL.

- przez zmianę oporności w obwodzie wtórnym maszyny,
- przez zmianę napięcia zasilającego,
- przez hamowanie polem przeciwbieżnym w jednej maszynie, lub w układzie dwumaszynowym,
- przez hamowanie prądem stałym,
- przez zasilanie impulsowe,
- w układach kaskadowych dwu lub więcej maszyn indukcyjnych,
- w układach dwóch maszyn z przesunięciem przestrzennym pola jednego stojana,
- w silnikach o ukośnym kierunku pola w stosunku do kierunku wirowania.

Tylko dwa pierwsze sposoby dają możliwość regulowania prędkości obrotowej bez dodatkowych strat na regulację. Należy dodać, że przez użycie dodatkowych urządzeń obniża się ogólna sprawność układu i zwiększa się jego koszt. Wszystkie następne sposoby regulacji związane są z dodatkowymi stratami na regulację.

Przystąpmy teraz do szerszego omówienia poszczególnych sposobów, przy czym, jeżeli chodzi o rozwiązania klasyczne, ograniczymy się do krótkiej wzmianki i podania literatury.

- Przez zmianę częstotliwości napięcia zasilającego można regulować prędkość obrotową maszyny, przy czym jednocześnie należy zmieniać wartość napięcia. Regulowaną częstotliwość można uzyskać z odpowiedniej prądnicy lub przy użyciu przetwornicy częstotliwości. Stosując przetwornicę asynchroniczną, otrzyma się regulację skokami. Aby uzyskać ciągłą zmianę należy, albo posiadać silnik napędzający ją o zmiennej prędkości obrotowej, albo dodatkowo regulować opornikami w obwodzie wtórnym silnika [1, 3, 4, 5, 6, 9, 11, 12].
- Sposób wprowadzenia dodatkowego napięcia w obwód wtórny maszyny pierścieniowej jest ogólnie znany. Należy pamiętać, że napięcie to powinno posiadać częstotliwość poślizgu. Możliwe to jest jedynie przy użyciu maszyn komutatorowych, lub komutatorowych przetwornic częstotliwości [2, 3, 5, 8, 10, 11, 12].
- Regulacja prędkości obrotowej przez zmianę oporności w obwodzie wtórnym maszyny pierścieniowej jest najbardziej rozpowszechniona i znana w literaturze [1, 3, 4, 5, 6, 8, 9, 10, 11, 12]. Specjalną odmianą tego sposobu są rozwiązania stwarzające obwody drgające w obwodzie wirnika [5, 13].
- Za pomocą zmiany napięcia zasilającego można regulować prędkość obrotową tylko w małych granicach. W celu rozszerzenia zakresu regulacji łączy się zazwyczaj ten sposób z regulacją za pomocą dodatkowych oporników w obwodzie wtórnym maszyny [1, 3, 4, 5, 6, 11, 12].

- Układy z polem przeciwbieżnym są to zestawy dwu maszyn, z których jedna pracuje jako silnik, druga jako hamulec. Oczywiście można to zbudować w jednej maszynie. Zawsze też można te układy sprowadzić do niesymetrycznego zasilania [1, 3, 4, 6, 12].
- Regulacje przez hamowanie prądem stałym uzyskuje się przez przepuszczenie przez uzwojenie jednej fazy stojana prądu stałego. Jest to regulacja mało ekonomiczna i w małym zakresie [6, 12].
- Dzięki impulsowemu zasilaniu silnika można uzyskać regulację prędkości obrotowej. Odbywa się to drogą szybkiego włączania i wyłączania silnika, przy czym czasy tych włączeń są dużo mniejsze od stałej czasowej maszyny. Przez odpowiednią zmianę wartości czasów włączania i wyłączania i ich stosunku uzyskuje się żadaną prędkość. Główna waga problemu leży tu właściwie w układach sterujących, a nie w samej maszynie [14].
- Układem kaskadowym dwu lub więcej maszyn indukcyjnych można nazwać taki układ, w którym uzwojenie pierwotne następnej maszyny zasilę się z uzwojenia wtórnego poprzedniej, podczas gdy wszystkie maszyny są mechanicznie sprzęgnięte. W praktyce najczęściej spotyka się kaskadę dwóch maszyn. Regulacja prędkości obrotowej odbywa się tu skokami drogą włączania każdego silnika oddzielnie lub obu razem. Płynną regulację można uzyskać sposobem oporowym w obwodzie wtórnym ostatniej maszyny. Należy dodać, że uzyskiwane przez kaskadę prędkości obrotowe są normalnie niskie, co tłumaczy wzór

$$n_0 = \frac{f_1}{p_1 + p_{11}}$$

Można zbudować kaskadę w jednym silniku; powstanie wówczas tak zwana maszyna dwupolowa Lydalla (1902), w której Hunt [15, 16] zastąpił podwójne uzwojenia wirnika i stojana — pojedynczymi. Dalsze modyfikacje uzwojeń wprowadził Creedy [17, 18]. Podobne rozwiązanie dał również Dulewicz [19]. Układy kaskadowe są ponadto opisane w lit. [1, 3, 4, 5, 6, 7, 9, 10, 11, 12].

- Zasada regulacji prędkości obrotowej układu dwóch maszyn z przesunięciem przestrzennym pola jednego stojana wywodzi się od rozwiązania silnika Boucherot do celów rozruchowych. Maszyna ta ma dwa obwody magnetyczne ułożone poosiowo (niejako dwie maszyny sprzęgnięte mechanicznie); wirniki mają wspólne pręty, przy czym zewnętrzne pierścienie zwierające klatki są normalne miedziane, a pierścienie pomiędzy dwoma pakietami są z materiału o dużej oporności elektrycznej. Taki wirnik obejmują dwa stojany uzwojone osobno i zasilane równolegle z sieci; jeden ze stojanów ma możliwość obracania się względem drugiego w zakresie od 0 do 180 stopni elek-

trycznych. Stojany wytwarzają swoje pola wirujące i w prętach wirnika indukują siły elektromotoryczne zgodne, lub przesunięte w fazie w zależności od wzajemnego kąta skręcenia stojanów. W wypadku, gdy siły elektromotoryczne są przesunięte w fazie prądu płynące w prętach muszą przepływać przez pierścienie o dużej oporności. Dzięki temu uzyskuje się dobre warunki rozruchowe to jest małe prądy, a duże momenty rozruchowe, przy czym przebieg jest płynny w miarę płynnej zmiany kąta skręcenia. Firma Bruncken wykorzystowała tę zasadę dla celów rozruchowych, przy czym przesunięcie fazowe pola jednego stojana odbywa się nie na drodze mechanicznego przesuwania, a na drodze kombinacji przełączeń uzwojeń faz i ich części. Stojany są tu więc nieruchome; uzyskuje się podobne rezultaty, z tym że zmiana wartości przebiega skokami. Zasada Boucherot jak również silnika Bruncken znana jest również w literaturze jako silniki o podwójnych stojanach (Doppelständermotor) [1, 3, 4, 6, 7].

Wykorzystanie zasady Boucherot dla celów regulacji prędkości obrotowej napędów dużej mocy o charakterystyce wentylatorowej podał Sandler [20, 21, 22, 5]. Użył on w tym celu dwóch maszyn indukcyjnych pierścieniowych sprzężonych mechanicznie, których obwody wirników są ze sobą połączone. Stojany są połączone równolegle do sieci, przy czym jeden jest obracany. Uzyskuje się płynną regulację prędkości obrotowej, przy czym dla zwiększenia jej zakresu należy włączyć w obwód wtórny dodatkowe oporniki, w przeciwnym wypadku regulacja może się odbywać tylko do poślizgu krytycznego.

- Ciekawy sposób regulowania prędkości obrotowej podali Williams i Laithwaite [23, 24]. Polega on na tym, że pole wirujące, a właściwie „wędrujące”, działa pod kątem do kierunku poruszania się wirnika. Uzyskuje się wtedy prędkość wirnika większą niż synchroniczna prędkość pola. Zjawisko to można sobie tłumaczyć zmianą długości podziałki biegunowej działającej w kierunku ruchu. Rozwiązanie to zyskało sobie nazwę „silnika bojerowego”. Autorzy zbudowali oparty na tej zasadzie model silnika najpierw tarczowy [23], a potem o wirniku „beczkowym” [24]. Podobny silnik do drugiego wariantu zbudował i opisał Gammal [25]. Silniki te mają niskie i malejące z regulacją sprawności; wadami ich są ponadto: niepełne wykorzystanie powierzchni wirnika, oraz trudności technologiczno-konstrukcyjne wykonania „sferycznego” wirnika i stojanów.

Należy jeszcze wspomnieć o rozwiązaniach konstrukcyjnych maszyn indukcyjnych znanych w literaturze pod nazwą silników z podwójnymi wirnikami (Doppelläufermotor). Poszczególne wirniki mogą być rozłożone koncentrycznie, lub poosiowo. Są to maszyny, które zawsze stanowią kombinację dwóch lub więcej maszyn zamkniętych w jednej obudowie. Pod

względem zasady działania nie wnoszą one nic nowego, a są tylko układami kilku maszyn w jednej. Szczególnym rozwiązaniem tego typu jest silnik o prędkości obrotowej większej od 3000 obr./min. (przy 50 Hz) w wykonaniu koncentrycznym z wirnikiem pośrednim lub w wykonaniu poosiowym tak zwany Tandemmotor. W literaturze opisane jest również rozwiązanie koncetryczne składające się z trzech maszyn. Całość pracuje jako układ silnika indukcyjnego wraz z asynchroniczną przetwornicą częstotliwości i jej silnikiem napędowym [1, 3, 6].

Podany poniżej sposób regulacji prędkości obrotowej jest różny od spotykanych w literaturze. Silnik jest w zasadzie normalnym silnikiem pierścieniowym, który posiada możliwość ciągłej zmiany współczynnika uzwojenia stojana. Posiada tylko jeden obwód magnetyczny, nie można więc traktować go jako kombinacji dwóch maszyn. W stosunku do znanych w literaturze rozwiązań silnik taki posiada szereg zalet jak, między innymi, możliwość płynnej regulacji prędkości obrotowej w dużym zakresie bez żadnych dodatkowych urządzeń. Również pod względem ekonomiczności regulacji przewyższa szereg powyżej podanych rozwiązań.

2. ISTOTA DZIAŁANIA

Weźmy ogólnie znany wzór na moment obrotowy maszyny indukcyjnej

$$M = \frac{0,975}{n_s} m \cdot E_2 \cdot I_2 \cos(\hat{E}_2, \hat{I}_2) \quad (1)$$

gdzie

m — liczba faz,

n_s — synchroniczna liczba obrotów,

E_2 — siła elektromotoryczna uzwojenia wtórnego,

I_2 — prąd w uzwojeniu wtórnym,

$\cos(\hat{E}_2, \hat{I}_2)$ — kosinus kąta przesunięcia fazowego między wektorem siły elektromotorycznej i wektorem prądu wtórnego.

Po wstawieniu do wzoru (1) wartości na prąd wtórny i $\cos(\hat{E}_2, \hat{I}_2)$

$$I_2 = \frac{s \cdot E_2}{\sqrt{R_2^2 + s^2 X_2^2}}; \quad \cos(\hat{E}_2, \hat{I}_2) = \frac{R_2}{\sqrt{R_2^2 + s^2 X_2^2}};$$

i zredukowaniu siły elektromotorycznej wtórnej na stronę pierwotną

$$E_2 = E_1 \frac{z_2 k_2}{z_1 k_1}$$

oraz przyjęciu w przybliżeniu, że $E_1 \approx \frac{U_1}{c_1}$,

gdzie

$$c_1 = 1 + \frac{Z_1}{Z_0}$$

otrzymamy wzór na moment

$$M = \frac{0,975 \cdot m}{n_s} \left(\frac{U_1}{c_1} \right)^2 \cdot \left(\frac{z_2}{z_1} \right)^2 \cdot \left(\frac{k_2}{k_1} \right)^2 \frac{sR_2}{R_2^2 + s^2 X_2^2} ; \quad (2)$$

gdzie

 U_1 — napięcie fazowe sieci, z_1, z_2 — liczba zwojów fazy uzwojenia pierwotnego i wtórnego. $R_2; X_2$ — oporności czynna i bierna uzwojenia wtórnego s — poślizg, $k_1; k_2$ — współczynniki uwzględniające rozłożenie uzwojeń pierwotnego i wtórnego.

Ze wzoru (2) widać, że gdyby się udało zmieniać współczynniki k względnie k_2 w sposób ciągły, to uzyska się ciągłą zmianę poślizgu przy stałym napięciu sieci zasilającej i stałym momencie.

Współczynniki k_1, k_2 składają się z kilku współczynników

$$k = k_q \cdot k_z \cdot k_s,$$

gdzie

 k_q — współczynnik grupy — uwzględnia rozłożenie uzwojenia w żłobkach. k_z — współczynnik skrótu — uwzględnia skrócenie cewek w uzwojeniu cięciwowym, k_s — współczynnik skosu — uwzględniający wpływ skosu żłobków.

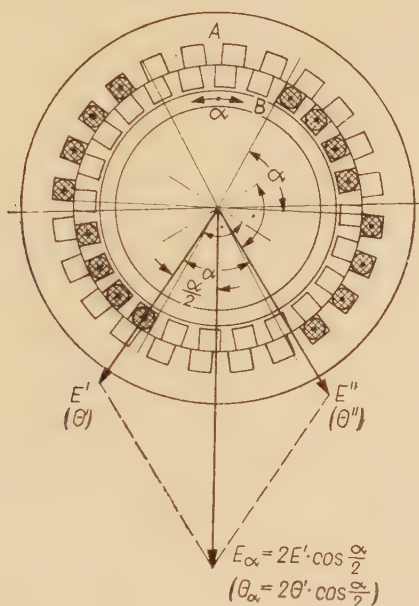
Wszystkie te współczynniki są dla wykonanego uzwojenia stałe i nie dają się zmieniać, a przynajmniej w sposób ciągły.

Jeżeli jednak uzwojenie stojana rozdzielimy na dwie części (najlepiej równe) i umieścimy tak, że jedna część będzie mogła być przekręcana względem drugiej, i jeżeli te dwie części uzwojenia są ze sobą połączone elektrycznie i znajdują się w zbliżonych warunkach, to ich efektywne działanie będzie się zmieniało w sposób ciągły w miarę zmiany kąta wzajemnego położenia obu części. Działanie to ilustruje rys. 1. Wyrysowano tu, dla jasności, uzwojenie tylko jednej fazy. Część uzwojenia umieszczona jest normalnie w żłobkach stojana A , a druga — w części stojana w kształcie *pierścienia* B , który ma możność obracania się względem stojącego stojana A o dowolny kąt α . Z rys. 1 widać, że siła elektromotoryczna indukowana w takim uzwojeniu oraz przepływ wywołany prądem przepływającym przez takie uzwojenie będzie sumą geometryczną składowych dwóch części uzwojenia.

W przypadku równych uzwojeń otrzymamy

$$\hat{E}_a = 2\hat{E}' \cos \frac{\alpha}{2}, \quad \hat{\theta}_a = 2\hat{\theta}' \cos \frac{\alpha}{2}. \quad (3)$$

Możemy więc do ogólnego współczynnika uzwojenia wprowadzić jeszcze jeden składnik — współczynnik uwzględniający wzajemne położenie dwóch połówek uzwojenia. Ponieważ podzielenie uzwojenia na równe



Rys. 1. Wpływ przekręcania połówek uzwojenia stojana względem siebie o kąt α .

części daje największe efekty, przeto w dalszym ciągu rozpatrywany będzie tylko ten przypadek. Współczynnik ten oznaczmy przez

$$k_a = \cos \frac{\alpha}{2}. \quad (4)$$

A ogólny współczynnik uzwojenia będzie teraz

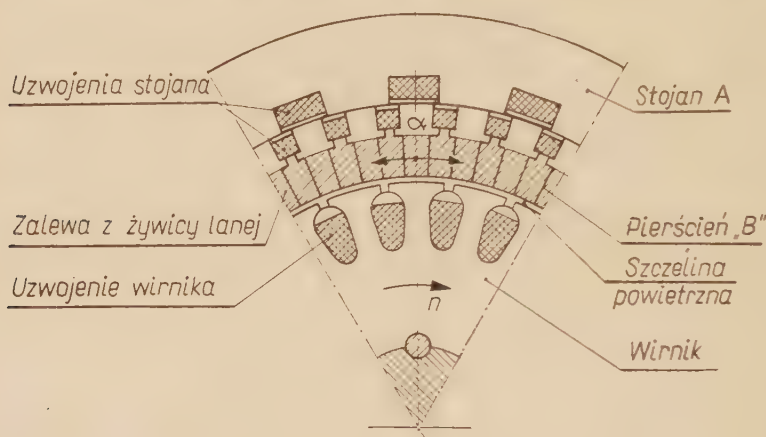
$$k = k_q k_z k_s k_a = k_u k_a. \quad (5)$$

Tak podzielone na stojanie uzwojenie może być pierwotnym (tj. zasilanym z sieci) lub wtórnym. Współczynnik k_a wchodzi wtedy do całkowitego współczynnika uzwojenia pierwotnego (k_1), lub wtórnego (k_2). Zachowanie silnika będzie w obu przypadkach różne, zgodnie ze wzorem (2). Wirnik takiej maszyny jest normalnym zwartym lub uzwojonym wirnikiem maszyny indukcyjnej, przy czym, jeżeli jest on stroną pierwotną, musi być uzwojony i zasilany poprzez pierścienie ślizgowe.

Oczywiście powstaje pytanie, czy uzwojenie a właściwie „pierścień” na którym mocujemy ruchomą część uzwojenia da się wykonać. Jest to

konstrukcyjnie i technologicznie dosyć trudne, jednak w zupełności wykonalne szczególnie przy zastosowaniu nowych technologii, jak na przykład zalewanie żywicami epoksydowymi. Pamiętać należy, że zęby tego pierścienia muszą być izolowane magnetycznie między sobą, aby uniemożliwić strumieniowi głównemu ominięcie uzwojeń.

Dla łatwiejszego uzmysłowania sobie wyglądu takiego silnika podano wycinek przekroju poprzecznego maszyny (rys. 2). Szczelina między



Rys. 2. Wycinek przekroju poprzecznego maszyny.

dwoma częściami stojana jest podyktowana jedynie koniecznością przekręcenia pierścienia i może być, przy dokładnej obróbce, bardzo mała. Ułożyskowanie wirnika może być wykonane jak w normalnym silniku indukcyjnym, przez co szczelina powietrzna wirnik — stojany może być zachowana dostatecznie mała. Zapewnia to prąd magnesujący o normalnie spotykanej wielkości.

3. SCHEMATY ZASTĘPCZE

Dla łatwiejszego rozpatrywania maszyny, oraz dla sprawdzenia, że współczynnik $k_a = \cos \frac{\alpha}{2}$ można traktować jako zmienną część współczynnika uzwojenia, należy znaleźć schematy zastępcze silnika. Robimy to rozwiązując układ równań dla poszczególnych obwodów maszyny. Ponieważ zachowanie się silnika zależy od tego, z której strony jest zasilany, należy znaleźć schematy zastępcze dla obu przypadków.

Zasilanie od strony wirnika

Równanie dla obwodu pierwotnego będzie

$$\hat{U}_1 = \hat{I}_1 (R_1 + jX_1) + \hat{E}. \quad (6)$$

Dla obwodu wtórnego oporności czynne i bierne obu części uzwojenia traktujemy jako całość. Całe równanie sprowadzamy do częstotliwości sieci. Redukujemy również równanie na stronę pierwotną, wyłączając jednak z współczynnika uzwojenia współczynnik uwzględniający wzajemne położenie uzwojeń k_a .

Otrzymamy wtedy

$$0 = \hat{I}_2' \left(\frac{R_2'}{s} + jX_2' \right) + \hat{E}k_a. \quad (7)$$

Siłę elektromotoryczną możemy przedstawić jako spadek napięcia spowodowany prądem magnesującym na oporności poprzecznej maszyny (jX_μ) nie uwzględniając, aby nie komplikować, oporności poprzecznej czynnej obrazującej straty w żelazie; siła ta będzie

$$\hat{E} = jX_\mu \hat{I}_\mu. \quad (8)$$

Równania wiążącego poszczególne prądy dostarcza równanie przepływów

$$\hat{\Theta} = \hat{\Theta}_1 + \hat{\Theta}_2. \quad (9)$$

Stąd, po wstawieniu wartości i sprowadzeniu prądu wtórnego na stronę pierwotną, wynika

$$\hat{I}_\mu = \hat{I}_1 + \hat{I}_2' k_a. \quad (10)$$

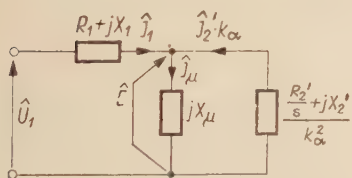
Rozwiązując układ równań (6, 7, 8, 10) otrzymamy wyrażenie

$$\hat{U}_1 = \hat{I}_1 \left[(R_1 + jX_1) + \frac{\left(\frac{R_2'}{s} + jX_2' \right) \frac{1}{k_a^2} \cdot jX_\mu}{\left(\frac{R_2'}{s} + jX_2' \right) \frac{1}{k_a^2} + jX_\mu} \right] = \hat{I}_1 \left(Z_1 + \frac{\hat{Z}_2' \hat{Z}_\mu}{\hat{Z}_2' + \hat{Z}_\mu} \right), \quad (11)$$

stosownie do którego schemat zastępczy przedstawia się jak na rys. 3.

Jak widać, współczynnik k_a może być traktowany jako zmienna część współczynnika uzwojenia.

Uwzględniając współczynnik k_a w normalnie przyjęty sposób, tj.



Rys. 3. Schemat zastępczy silnika dla zasilania od strony wirnika, według wzoru (11).

$$\begin{aligned} \hat{I}_2^{(a)} &= \hat{I}_2 \frac{m_2 z_2 k_{u_1} k_a}{m_1 z_1 k_{u_1}} = \hat{I}_2 k_a, \\ R_2^{(a)} &= R_2 \frac{m_1}{m_2} \left(\frac{z_1 k_{u_1}}{z_2 k_{u_2} k_a} \right)^2 = R_2' \frac{1}{k_a^2}, \\ X_2^{(a)} &= X_2 \frac{m_1}{m_2} \left(\frac{z_1 k_{u_1}}{z_2 k_{u_2} k_a} \right)^2 = X_2' \frac{1}{k_a^2}, \\ \hat{E}_2^{(a)} &= \hat{E}_1 = \hat{E}_2 \frac{z_1 k_{u_1}}{z_2 k_{u_2} k_a} = \hat{E}_2' \frac{1}{k_a} \end{aligned} \quad (12)$$

otrzymamy ten sam schemat zastępczy.

Zasilanie od strony stojana

Postępując podobnie jak w przypadku zasilania od strony wirnika otrzymamy następujący układ równań:

$$\hat{U}_1 = \hat{I}_1 (R_1 + jX_1) + \hat{E}k_a, \quad (13)$$

$$0 = \hat{I}_2 \left(\frac{R'_2}{s} + jX'_2 \right) + \hat{E}, \quad (14)$$

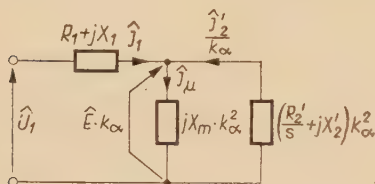
$$\hat{E} = jX_\mu k_a \hat{I}_\mu, \quad (15)$$

$$\hat{I}_\mu = \hat{I}_1 + \frac{\hat{I}'_2}{k_a}. \quad (16)$$

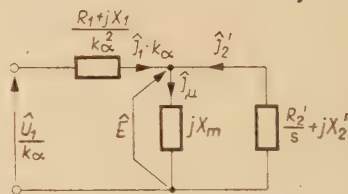
Rozwiązując ten układ równań otrzymamy

$$\hat{U}_1 = \hat{I}_1 \left[(R_1 + jX_1) + \frac{\left(\frac{R'_2}{s} + jX'_2 \right) k_a^2 \cdot jX_\mu k_a^2}{\left(\frac{R'_2}{s} + jX'_2 \right) k_a^2 + jX_\mu k_a^2} \right]. \quad (17)$$

Schemat zastępczy przedstawiono na rys. 4.



Rys. 4. Schemat zastępczy silnika dla zasilania od strony stojana, według wzoru (17).



Rys. 5. Schemat zastępczy silnika dla zasilania od strony stojana, według wzoru (18).

Równanie (17) i rys. 4 są dogodne do obliczeń i rozpatrywania przy stałym zasilaniu i z tego względu będziemy się nimi dalej posługiwać. Jednak powiązanie współczynnika k_a z współczynnikami uzwojenia pierwotnego jest wyraźniejsze, gdy przekształcimy równanie (17) w sposób następujący

$$\frac{\hat{U}_1}{k_a} = \hat{I}_1 k_a \left[\frac{R_1 + jX_1}{k_a^2} + \frac{\left(\frac{R'_2}{s} + jX'_2 \right) \cdot jX_\mu}{\left(\frac{R'_2}{s} + jX'_2 \right) + jX_\mu} \right]. \quad (18)$$

Jest to niejako sprowadzenie uzwojenia pierwotnego na stronę wtórną, w zależności tylko od współczynnika k_a ; schemat zastępczy będzie wtedy jak na rys. 5.

4. ZMIANA POŚLIZGU, POŚLIZGU KRYTYCZNEGO I MOMENTU MAKSYMALNEGO

W celu poznania wpływu wzajemnego skręcania części uzwojeń stojana na zachowanie się silnika należy wyprowadzić wzory na poślizg maszyny, poślizg krytyczny i moment maksymalny w funkcji kąta skręcenia α . Aby nie powtarzać wyprowadzeń dla dwu przypadków zasilania wyprowadzimy zależności ogólnie, a dopiero do ostatecznych wzorów wstawimy wartości oporów maszyny odpowiednio ze schematów na rys. 3 i rys. 4.

Moment obrotowy silnika

Wychodząc ze wzoru (1) otrzymamy

$$M = \frac{0,975 \cdot m}{n_s} E_1^2 \frac{\frac{R'_2}{s}}{\left(\frac{R'_2}{s}\right)^2 + X_2'^2} \quad (19)$$

Z normalnego schematu zastępczego maszyny znajdziemy

$$\hat{E}_1 = \frac{\hat{U}_1 \hat{Z}'_2}{\hat{Z}_1 + \hat{c}_1 \hat{Z}'_2}, \quad (20)$$

przy czym moduł tego wyrażenia będzie

$$E_1 = |\hat{U}_1| \sqrt{\frac{\left(\frac{R'_2}{s}\right)^2 + X_2'^2}{\left(R_1 + c_1 \frac{R'_2}{s}\right)^2 + (X_1 + c_1 X_2')^2}}, \quad (21)$$

gdzie

$$\hat{c}_1 = 1 + \frac{\hat{Z}_1}{Z_\mu}; \quad \text{oraz} \quad c_1 = |\hat{c}_1| = \sqrt{\frac{R_1^2 + (X_1 + X_\mu)^2}{X_\mu^2}}. \quad (22a, 22b)$$

Wstawiając (21) do (19) otrzymamy

$$M = \frac{0,975 \cdot m}{n_s} \cdot U_1^2 \cdot \frac{\frac{R'_2}{s}}{\left(R_1 + c_1 \frac{R'_2}{s}\right)^2 + (X_1 + c_1 X_2')^2}. \quad (23)$$

Biorąc teraz wartości ze schematu zastępczego na rys. 3 otrzymamy moment obrotowy silnika w funkcji współczynnika k_α , tj. kąta skręcenia α przy zasilaniu od strony wirnika

$$M_\alpha = \frac{0,975 \cdot m}{n_s} \cdot U_1^2 \cdot \frac{\frac{R'_2}{s \cdot k_\alpha^2}}{\left(R_1 + c_1 \frac{R'_2}{s \cdot k_\alpha^2}\right)^2 + \left(X_1 + c_1 \frac{X_2'}{k_\alpha^2}\right)^2}. \quad (24)$$

Moment obrotowy dla zasilania od strony stojana otrzymamy podobnie, wstawiając wartości z rys. 4, przy czym należy pamiętać, że do wzoru na c_1 wchodzi wielkość X_μ , która w tym wypadku też zależy od α . Wartość c_1 nie jest więc już teraz wartością stałą a funkcją α — $c_{1\alpha} = f(\alpha)$. Moment ten będzie

$$M'_\alpha = \frac{0,975 \cdot m}{n_s} \cdot U_1^2 \cdot \frac{\frac{R'_2 k_a^2}{s}}{\left(R_1 + c_{1\alpha} \frac{R'_2 k_a^2}{s}\right)^2 + (X_1 + c_{1\alpha} X'_2 k_a^2)^2} \quad (25)$$

Zmiana poślizgu

Aby znaleźć zmienność poślizgu silnika w zależności od kąta α należy moment ze wzorów (24)—(25) przyrównać do momentu (na przykład znamionowego) przy kącie $\alpha = 0$. Będziemy wtedy mieli regulację poślizgu przy stałym momencie.

Moment znamionowy silnika przy $\alpha = 0$ wynosi

$$M_{zn_0} = \frac{0,975 \cdot m}{n_s} \cdot U_1^2 \cdot \frac{\frac{R'_2}{s_n}}{\left(R_1 + c_1 \frac{R'_2}{s_n}\right)^2 + (X_1 + c_1 X'_2)^2} \quad (26)$$

Przyrównując wzór (26) do wzoru (24) otrzymamy równość

$$\frac{\frac{R'_2}{s_n}}{\left(R_1 + c_1 \frac{R'_2}{s_n}\right)^2 + (X_1 + c_1 X'_2)^2} = \frac{\frac{R'_2}{s_a k_a^2}}{\left(R_1 + c_1 \frac{R'_2}{s_a k_a^2}\right)^2 + \left(X_1 + c_1 \frac{X'_2}{k_a^2}\right)^2} \quad (27)$$

Rozwiązując to równanie względem $\frac{s_a}{s_n}$ otrzymamy zmienność poślizgu przy stałym momencie obciążenia dla zasilania od strony wirnika

$$\left(\frac{s_a}{s_n}\right) = \frac{1}{k_a^2} \cdot \frac{[a^2 + c^2 + (b + d_1)^2] \mp \sqrt{[a^2 + c^2 + (b + d_1)^2]^2 - 4c^2 \left[a^2 + \left(b + \frac{d_1}{k_a^2}\right)^2\right]}}{2 \left[a^2 + \left(b + \frac{d_1}{k_a^2}\right)^2\right]}, \quad (28)$$

gdzie

$$a = \frac{R_1}{R'_2}; \quad b = \frac{X_1}{R'_2}; \quad d = \frac{X'_2}{R'_2}; \quad c = \frac{c_1}{s_n}; \quad d_1 = c_1 d, \quad (29)$$

$$c_1 = \sqrt{\frac{R_1^2 + (X_1 + X_\mu)^2}{X_\mu^2}} = \sqrt{\frac{a^2 + (b + e)^2}{e^2}} = \text{const}, \quad (30)$$

$$e = \frac{X_\mu}{R'_2}.$$

Podobnie przyrównując równania (25) i (26) otrzymamy zmienność poślizgu przy zasilaniu od strony stojana

$$\left(\frac{s_a}{s_n}\right)' = k_a^2 \cdot \frac{[a^2 + c^2 + (b + d_1)^2] \mp 1 \sqrt{[a^2 + c^2 + (b + d_1)^2]^2 - 4c_a^2 [a^2 + (b + d_{1a}k_a^2)^2]}}{2[a^2 + (b + d_{1a}k_a^2)^2]}, \quad (31)$$

przy czym wielkości a , b , c , d_1 — jak we wzorach (29), a ponadto

$$c_a = \frac{c_{1a}}{s_n} \quad \text{ i } \quad d_{1a} = c_{1a} \cdot d; \quad (32)$$

$$c_{1a} = \sqrt{\frac{R_1^2 + (X_1 + X_\mu k_a^2)^2}{(X_\mu k_a^2)^2}} = \sqrt{\frac{a^2 + (b + e \cdot k_a^2)^2}{e^2 k_a^4}}. \quad (33)$$

Chcąc poznać charakter przebiegów funkcji ze wzorów (28) i (31) należy postawić wartości do tych wzorów i obliczyć je dla różnych a . W tym celu przyjęto pewne stosunki oporności spotykane w normalnie wykonywanych maszynach. I tak, dla małych maszyn przyjęto:

$$a = \frac{R_1}{R_2'} = 1, \quad b = \frac{X_1}{R_2'} = 1, \quad d = \frac{X_2'}{R_2'} = 1, \quad e = \frac{X_\mu}{R_2'} = 27,$$

$$s_n = 0,05,$$

a przeto

$$c_1 = 1,04, \quad d_1 = 1,04, \quad c = 20,8.$$

Natomiast dla maszyn dużych przyjęto

$$a = 1, \quad b = 8, \quad d = 8, \quad e = 270, \quad s_n = 0,02, \quad \text{stad } c_1 = 1,015, \quad d_1 = 8,12, \quad c = 50,7.$$

Zmienność poślizgu obliczoną według wzorów (28)—(31) dla tych wartości przedstawiają charakterystyki na rys. 6 i rys. 7 (krzywe 1 dla silników małych, a krzywe 2 dla silników dużych).

Z obliczeń wynika, że w pierwszym przybliżeniu można przyjmować

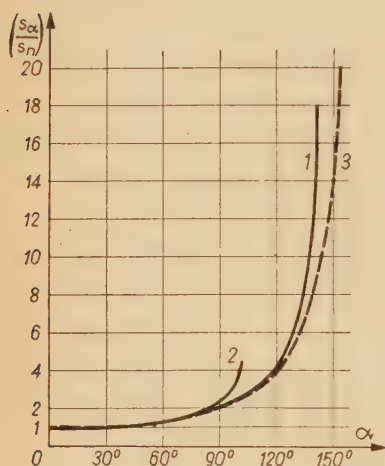
$$\left(\frac{s_a}{s_n}\right) \approx \frac{1}{k_a^2} \quad \text{ oraz } \quad \left(\frac{s_a}{s_n}\right)' \approx k_a^2. \quad (34)$$

Przybliżenie to jest dosyć dokładne zwłaszcza przy mniejszych kątach α ; przedstawiają je krzywe 3 na rys. 6 i rys. 7.

Z krzywych na rys. 6 wynika, że możemy przez skrećanie stojanów przy zasilaniu od strony wirnika regulować obroty od obrotów przy $\alpha = 0$ w dół w znacznym zakresie. Przy odpowiednim doborze oporności czynnych i biernych zakres ten można rozszerzyć do obrotów $n = 0$ ($s = 1$). Oczywiście odnosi się to do silników małych, a właściwie do silników o stosunkach oporów spotykanych w małych silnikach.

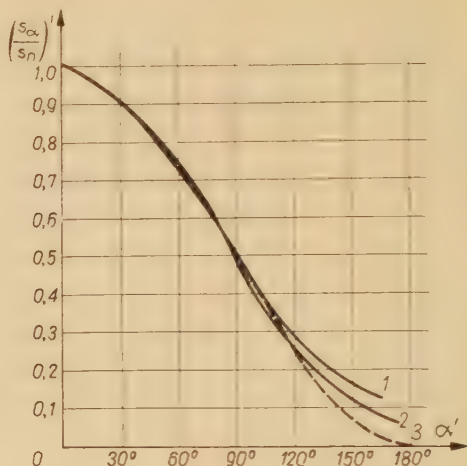
Dla zasilania od strony stojana (rys. 7) obroty wzrastają w kierunku synchronizmu nie osiągając go oczywiście. Zakres tej regulacji jest niewielki, gdyż poślizgi znamionowe są małe. Można jednak sobie wyobra-

zić wypadek, gdzie przez odpowiedni dobór oporności poślizg znamionowy jest duży i wtedy zakres regulacji w górę może być znaczny.



Rys. 6. Względna zmiana poślizgu przy przekręcaniu uzwojeń stojana, dla zasilania od strony wirnika. 1 — silniki małe, 2 — silniki duże, 3 — przybli-

$$\text{żenie } \left(\frac{s_a}{s_n} \right) \approx \frac{1}{k_a^2}.$$



Rys. 7. Względna zmiana poślizgu przy przekręcaniu uzwojeń stojana, dla zasilania od strony stojana. 1 — silniki małe, 2 — silniki duże, 3 — przy-

$$\text{bliżenie } \left(\frac{s_a'}{s_n} \right) \approx k_a^2.$$

Zmiana poślizgu krytycznego

Oczywiste jest, że stabilna praca maszyny indukcyjnej możliwa jest tylko dla poślizgów mniejszych od poślizgu krytycznego. Dlatego ważna jest zmienność tego poślizgu w zależności od kąta skręcenia uzwojeń.

Ogólnie wartość poślizgu krytycznego otrzymamy przyrównując pierwszą pochodną momentu do zera

$$\frac{dM}{ds} = 0. \quad (35)$$

Biorąc moment według wzoru (23) otrzymamy

$$s_{kr} = \frac{c_1 R_2'}{\sqrt{R_1^2 + (X_1 + c_1 X_2')^2}}. \quad (36)$$

Wstawiając do tego wzoru wartości ze schematu zastępczego na rys. 3 otrzymamy poślizg krytyczny w funkcji kąta α dla zasilania od strony wirnika:

$$s_{kr} = \frac{c_1 \frac{R_2'}{k_a^2}}{\sqrt{R_1^2 + \left(X_1 + c_1 \frac{X_2'}{k_a^2} \right)^2}} = \frac{\frac{c_1}{k_a^2}}{\sqrt{a^2 + \left(b + \frac{d_1}{k_a^2} \right)^2}}. \quad (37)$$

Korzystając zaś z wartości według rys. 4, będziemy mieli tę samą funkcję dla zasilania od strony stojanów:

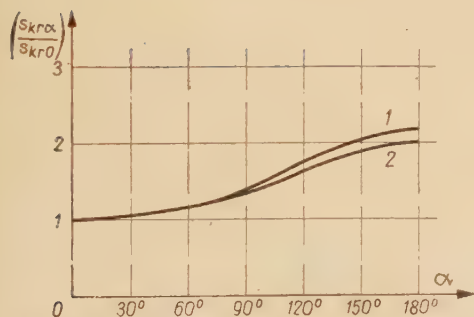
$$s'_{kr} = \frac{c_{1a} R'_2 k_a^2}{|R_1^2 + (X_1 + c_{1a} R'_2 k_a^2)|} = \frac{c_{1a} k_a^2}{\sqrt{a^2 + (b + d_{1a} k_a^2)^2}} \quad (38)$$

Obliczając wartości ze wzorów (37) i (38) dla wartości dobranych jak uprzednio, oraz biorąc wartości względne otrzymamy charakterystyki $\left(\frac{s_{kra}}{s_{kro}} = f(a)\right)$ na rys. 8 i rys. 9.

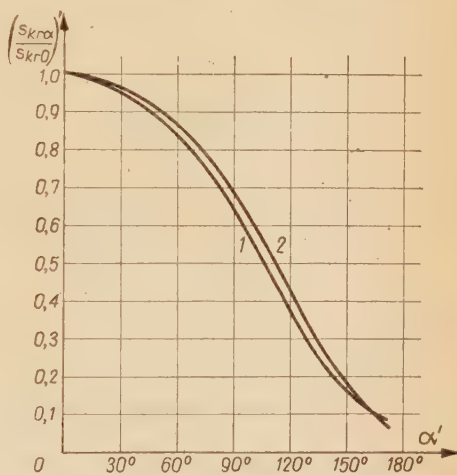
Z rys. 8 widzimy, że poślizg krytyczny dla przypadku zasilania od strony wirnika rośnie osiągając wartość graniczną

$$\lim_{a \rightarrow \pi} s_{kr} = \frac{R'_2}{X'_2} = \frac{1}{d} \quad (39)$$

Określa to teoretyczną dolną granicę regulacji w tym przypadku.



Rys. 8. Względna zmiana poślizgu krytycznego w funkcji α dla zasilania od strony wirnika. 1 — silniki małe, 2 — silniki duże.



Rys. 9. Względna zmiana poślizgu krytycznego w funkcji α' dla zasilania od strony stojana. 1 — silniki małe, 2 — silniki duże.

Zmianę poślizgu krytycznego dla zasilania od strony stojana przedstawia rys. 9. W tym przypadku poślizg ten maleje w miarę wzrastania kąta α .

Zmiana momentu maksymalnego

Interesujące jest jak zmienia się moment maksymalny przy wzajemnym skręcaniu uzwojeń stojana. Jest to ważne zagadnienie, gdyż poka-

zuje jak można przeciążać maszynę momentem przy różnych prędkościach. Wzór na moment maksymalny znajdziemy wstawiając do wzoru (23) za poślizg wartość poślizgu krytycznego ze wzoru (36).

Otrzymamy wtedy

$$M_{\max} = \frac{0,975 \cdot m}{n_s} \cdot \frac{U_1^2}{c_1} \cdot \frac{1}{2[R_1 + \sqrt{R_1^2 + (X_1 + c_1 X_2')^2}]} \quad (40)$$

Po wstawieniu wartości ze schematu na rys. 3 moment maksymalny dla zasilania od strony wirnika będzie się przedstawiał jako

$$M_{\max \alpha} = \frac{0,975 \cdot m}{n_s} \cdot \frac{U_1^2}{c_1} \cdot \frac{1}{2 \left[R_1 + \sqrt{R_1^2 + \left(X_1 + \frac{c_1 X_2'}{k_a^2} \right)^2} \right]} \quad (41)$$

Dla zasilania od strony stojana po wstawieniu wartości ze schematu na rys. 4 moment maksymalny wyniesie

$$M'_{\max \alpha} = \frac{0,975 \cdot m}{n_s} \cdot \frac{U_1^2}{c_{1\alpha}} \cdot \frac{1}{2 [R_1 + \sqrt{R_1^2 + (X_1 + c_{1\alpha} X_2' k_a^2)^2}]} \quad (42)$$

Ponieważ wzór (40) przedstawia moment maksymalny dla $\alpha = 0$, to dzieląc równanie (41) przez (40) otrzymamy względną zmianę momentu maksymalnego w funkcji kąta α , dla zasilania od strony wirnika:

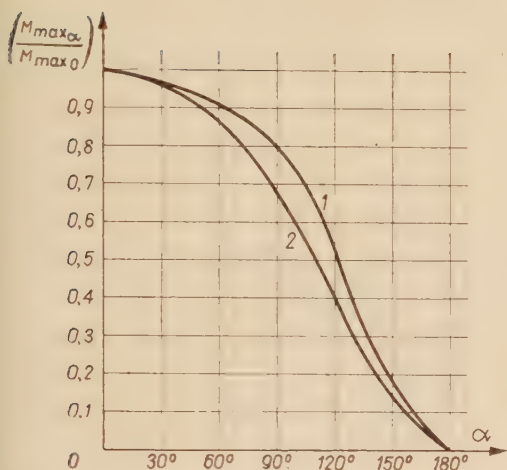
$$\frac{M_{\max \alpha}}{M_{\max 0}} = \frac{R_1 + \sqrt{R_1^2 + (X_1 + c_1 X_2')^2}}{R_1 + \sqrt{R_1^2 + \left(X_1 + c_1 \frac{X_2'}{k_a^2} \right)^2}} = \frac{a + \sqrt{a^2 + (b + d_1)^2}}{a + \sqrt{a^2 + \left(b + \frac{d_1}{k_a^2} \right)^2}} \quad (43)$$

Analogicznie dla zasilania od strony stojana

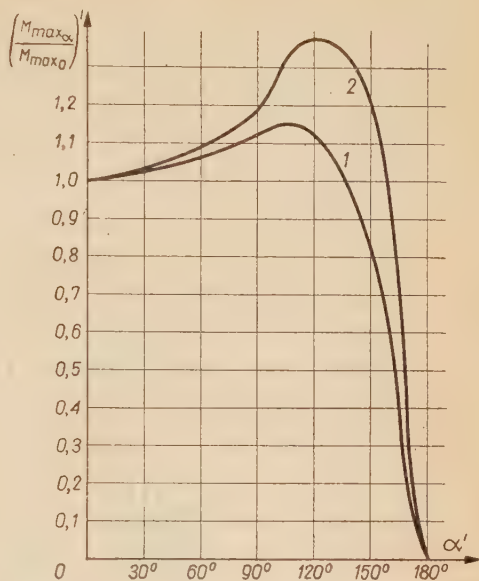
$$\frac{M'_{\max \alpha}}{M'_{\max 0}} = \frac{c_{10} \cdot [R_1 + \sqrt{R_1^2 + (X_1 + c_1 X_2')^2}]}{c_{1\alpha} \cdot [R_1 + \sqrt{R_1^2 + (X_1 + c_{1\alpha} X_2' k_a^2)^2}]} = \frac{c_{10} \cdot [a + \sqrt{a^2 + (b + d_1)^2}]}{c_{1\alpha} \cdot [a + \sqrt{a^2 + (b + d \cdot c_{1\alpha} k_a^2)^2}]} \quad (44)$$

Wstawiając do wzoru (43) przyjęte uprzednio wartości na stosunki oporów otrzymamy funkcję $\frac{M_{\max \alpha}}{M_{\max 0}} = f(\alpha)$, przedstawioną na rys. 10, która obrazuje zmianę momentu maksymalnego w zależności od kąta α przy zasilaniu od strony wirnika. Moment ten maleje, co jest wadą tego rozwiązania, gdyż ogranicza zastosowanie silnika do napędów o łagodnych przebiegach.

Zmianę momentu maksymalnego dla różnych kątów α przy zasilaniu od strony stojana otrzymamy rozwiązując równanie (44), jak to przedstawia rys. 11. Moment ten rośnie początkowo, a następnie, po przekroczeniu pewnego kąta krytycznego, zaczyna dosyć gwałtownie opadać.



Rys. 10. Zmiana momentu maksymalnego w miarę skręcania uzwojeń stojana o kąt α , zasilanie od strony wirnika. 1 — silniki małe, 2 — silniki duże.



Rys. 11. Zmiana momentu maksymalnego w miarę skręcania uzwojeń stojana o kąt α' , zasilanie od strony stojana. 1 — maszyny małe, 2 — maszyny duże.

5. WYKRES KOŁOWY

Dobłą ilustracją pracy silnika indukcyjnego jest kołowy wykres prądów pierwotnych. Wykres taki dla naszego rozwiązania maszyny otrzymamy obliczając prądy pierwotne ze wzoru (11) dla zasilania od strony wirnika, oraz ze wzoru (17) dla zasilania od strony stojana.

Wzory te przedstawiają zależność w postaci

$$\hat{I}_1 = \hat{U}_1 \cdot \frac{\hat{A} + s\hat{B}}{\hat{C} + s\hat{D}} = f(s) \quad (45)$$

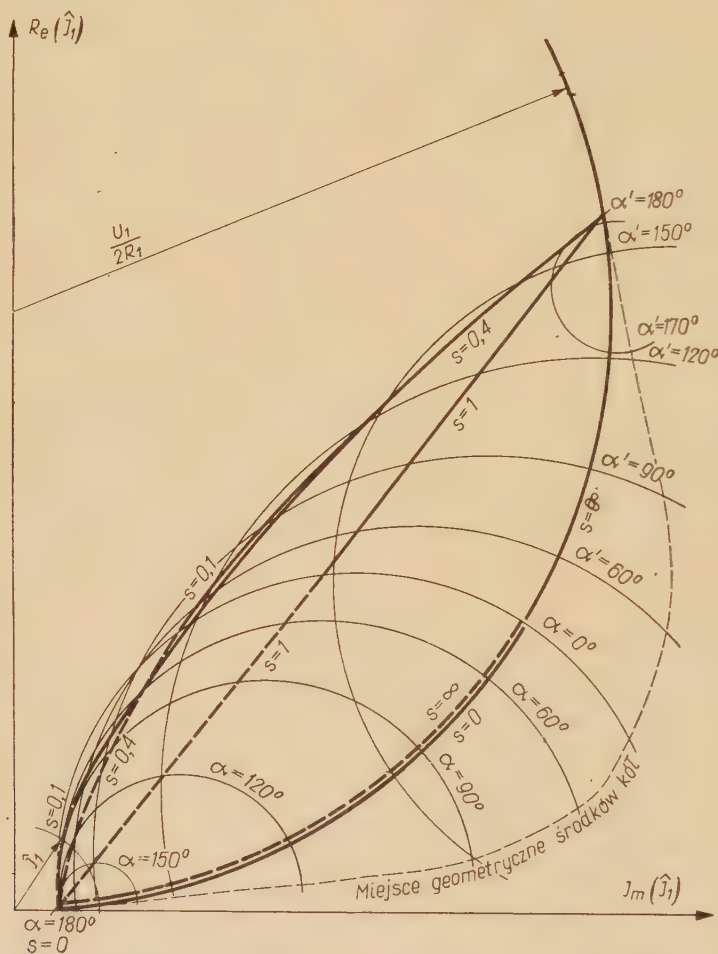
co, jak wiadomo, przedstawia koło na płaszczyźnie $\text{Re}(\hat{I}_1)$, $\text{Im}(\hat{I}_1)$.

Ponieważ wszystkie parametry \hat{A} , \hat{B} , \hat{C} , \hat{D} są funkcjami kąta skręcania uzwojeń stojana, więc w efekcie prąd pierwotny będzie funkcją dwóch zmiennych

$$\hat{I}_1 = f(s, \alpha). \quad (46)$$

Po obliczeniu tej funkcji dla różnych α powstanie rodzina kół (rys. 12). Dla zasilania od strony wirnika odpowiadają koła oznaczone α , a dla zasilania od strony stojana koła α' . Do obliczeń tego wykresu przyjęto

wartości oporności obliczone dla maszyny doświadczalnej budowanej obecnie w Zakładzie Elektrotechniki IPPT PAN. Wielkości te są następujące: $R_1=6,95 \Omega$, $X_1=6,7 \Omega$, $R_2=6,98 \Omega$, $X_2=5,95 \Omega$, $X_\mu=186 \Omega$, przy $U=380/220 \text{ V}$ $p=2$, i mocy około $1,0 \text{ kW}$. Stosunki oporów a , b , d , e



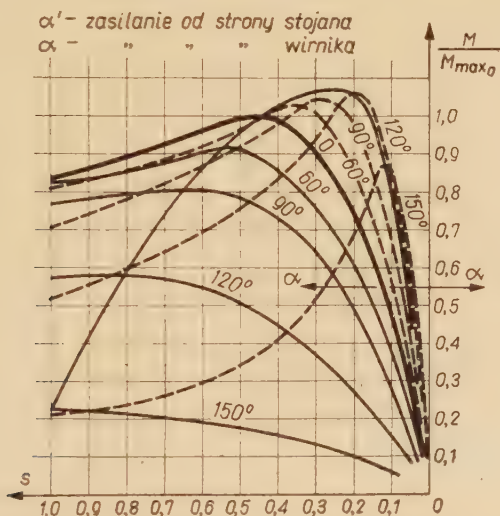
Rys. 12. Wykresy kołowe dla różnych kątów skręcenia uzwojeń stojana. — dla zasilania od strony wirnika, α' — dla zasilania od strony stojana.

z rozdziału 4 są — jak widać — bardzo zbliżone do stosunków przyjętych dla małych maszyn, tak że krzywe uzyskane będzie można porównać z wynikami przyszłych badań eksperymentalnych.

Z rys. 12 wynika, że przy zasilaniu od strony wirnika koła prądów, a więc i momenty maleją ze wzrostem α . Prąd magnesujący jest stały,

co zgadza się ze schematem zastępczym. Prądy pierwotne oraz moc pobierana z sieci są prawie stałe dla regulacji przy stałym momencie. Współczynnik mocy nieznacznie maleje.

Dla zasilania od strony stojana koła najpierw wzrastają a później maleją, co zgadza się z uprzednimi obliczeniami odnośnie do wzrostu momentu maksymalnego. Prąd magnesujący, a więc i pierwotny rośnie,



Rys. 13. Charakterystyki mechaniczne maszyny dla różnych kątów skręcenia uzwojeń stojana i różnych sposobów zasilania.

wobec tego pod względem strat regulacja ta będzie prawdopodobnie mało opłacalna.

Biorąc z wykresu kołowego poszczególne wartości momentów dla różnych kątów α można wykreślić charakterystyki mechaniczne dla obu przypadków zasilania (rys. 13). Rozpatrując ten rysunek można sobie wyobrazić tak zaprojektowaną maszynę, której poślizg znamionowy wynosiłby około 0,5, oraz uzwojenia jej tak wykonane, że można je zasiląć z obu stron tym samym napięciem. Przy odpowiednim zasilaniu i przez przekręcanie uzwojeń stojana możemy praktycznie uzyskać regulację prędkości obrotowej w zakresie od zera do obrotów synchronicznych przy stałym momencie obciążenia.

6. WNIOSKI KOŃCOWE

Rozpatrując poprzednie rozdziały dochodzimy do wniosku, że wykorzystując wzajemne skręcenie uzwojeń stojanów otrzymamy nowy sposób ciągłej regulacji prędkości obrotowej silnika indukcyjnego. Zakres tej regulacji może być znaczny, a przy odpowiednim doborze parametrów

maszyny i wykorzystaniu obu sposobów zasilania — od zera — do obrotów bliskich synchronizmowi.

Jeżeli chodzi o ekonomiczność tej regulacji, trudno ją ocenić przed sprawdzeniem doświadczalnym. Biorąc jednak pod uwagę fakt, że użyjemy regulację drogą zwiększenia poślizgu, należy się spodziewać, że straty będą nie większe niż przy regulacji oporowej.

Do dodatnich cech tej regulacji należy, przy zasilaniu od strony wirnika, prawie stała wartość prądu i mocy pobieranej z sieci w całym zakresie regulacji przy stałym momencie. Daje to możliwość łagodnego rozruchu i nie stwarza przeciążeń sieci przy regulacji.

Wadą tego rozwiązania jest opadanie przeciążalności momentem w miarę skręcania uzwojeń — przy zasilaniu od strony wirnika. Ogranicza to stosowanie silnika do napędów o łagodnych warunkach pracy.

W rozważaniach powyższych rozpatrzono oba przypadki zasilania. Wydaje się jednak, że pomijając sugerowane rozwiązanie wykorzystujące oba wypadki, zasilanie od strony wirnika może znaleźć szersze praktyczne zastosowanie.

Rozpatrzenie wypadku zasilania od strony stojana było jednak interesujące ze względu na dość nieoczekiwane wyniki — wzrost obrotów i podnoszenie się momentu maksymalnego.

Duży wzrost prądu pierwotnego przy regulacji i związane z tym straty oraz mały zakres regulacji przesadzają małą praktyczną przydatność tego sposobu.

Sposób zasilania od strony wirnika jest dużo lepszy pod względem energetycznym; jego dość duży zakres regulacji oraz prawie stały prąd pierwotny dają podstawę przypuszczać, że znajdzie on zastosowanie w praktyce.

Na zakończenie należy dodać, że rozważania powyższe przeprowadzono na drodze czysto teoretycznej. Obecnie w Zakładzie Elektrotechniki IPPT PAN został zbudowany silnik doświadczalny¹ według podanej w artykule koncepcji. Pierwsze prowizoryczne badania wykazały zgodność zachowania się silnika z założeniami teoretycznymi.

Zakład Elektrotechniki
IPPT PAN

WYKAZ LITERATURY

Podano według kolejności cytowanej przez autora

1. Richter R.: *Elektrische Maschinen*, cz. IV, Verlag-Birkhäusern Bassel/Stuttgart 1954.
2. Richter R.: *Elektrische Maschinen*, cz. V, Springer-Verlag Wien 1951.
3. Schuisky W.: *Elektromotoren*, Springer-Verlag Wien 1951.
4. Schuisky W.: *Induktionsmaschinen*, Springer-Verlag Wien 1957.

¹ Na początku 1960 r.

5. Kovács K. P.: *Betriebsverhalten von Asynchronmaschinen*, VEB Verlag Technik Berlin 1957.
6. Bödefeld T., Sequenz H.: *Elektrische Maschinen*, Springer-Verlag Wien 1944.
7. Punga F., Raydt O.: *Modern polyphase induction motors*, Pitman and Sons LTD London 1933.
8. Alger P. L.: *The nature of polyphase induction machines*, J. Wiley and Sons Inc New York 1951.
9. Say M. G.: *The performance and design of a. c. machines*, Pitman and Sons LTD London 1955.
10. Vickers H.: *The induction motor*, Pitman and Sons LTD London 1953.
11. McFarland T. C.: *Alternating current machines*, Van Nostrand Comp Inc New York 1950.
12. Kaniewski St. i inni: *Silniki indukcyjne asynchroniczne*, PWT Warszawa 1956.
13. Sirotin A. A.: *Elektropriwod ot asinchronnowo dwigatiela s kolebatielnymi konturami w rotore*, Elektrichestwo 1952 nr 7.
14. Kreczenowicz N. N.: *Elektropriwod s impulsnym uprawnieniem skorosti asinchronnowo dwigatiela*, Elektrichestwo 1953 nr 3.
15. Hunt L. J.: *A new type of induction motor*, Journal of IEE, Vol 39 (1906) s. 648.
16. Hunt L. J.: *The „cascade” induction motor*, Journal of IEE, Vol 52 (1914) s. 400.
17. Creedy F.: *Some development in multi-speed cascade induction*, Journal of IEE, Vol 59 (1921) s. 511.
18. Creedy F.: *Introductory notes to a lecture on variable-speed a. c. motors without commutator*, Journal of IEE, Vol 61 (1923) s. 309.
19. Dulewicz W.: *Regulacja prędkości obrotowej trójfazowych silników indukcyjnych*, Biuletyn WAT Nr XIX, cz. I, Warszawa 1956.
20. Sandler A. S.: *Elektriceskije priwody dla regulirovania skorosti moszcznych wentilatorow*, Elektrichestwo 1949 nr 9.
21. Sandler A. S.: *Regulirujemyj priwod ot asinchronnych elektrodwigatielej s poworotnym satorom dla centrobieżnych nasosow i wentilatorow*, Sbornik „Ekonomia elektroenergii na promyszlennych predpriatiach” Maszgiz 1954.
22. Sandler A. S.: *Moszcznyj regulirujemyj priwod ot asinchronnych dwigatielej s poworotnym satorom dla mechanizmov s wentilatornym momentom nagruzki*, Trudy soweszczania po awtomatizirowannomu elektropriwodu pereinennowo toka, Izd AN SSSR 1958.
23. Williams F. C., Laithwaite E. R.: *A brushless variable-speed induction motor*, Proceedings IEE Vol 102 (1955) cz. A, No 2, s. 203.
24. Williams F. C., Laithwaite E. R., Piggott L. S.: *Brushless variable-speed induction motor*, Proceedings IEE Vol 104 (1957) cz. A, s. 102.
25. Gammal A. M.: *A modified adjustable-speed brushless induction motor*, Transaction of AIEE Vol 77 (1958), cz. III, s. 431.

НОВЫЙ СПОСОБ ПЛАВНОЙ РЕГУЛИРОВКИ СКОРОСТИ ВРАЩЕНИЯ АСИНХРОННОГО ДВИГАТЕЛЯ

Для многих электроприводов необходима плавная регулировка скорости вращения. Она легко осуществима при применении машин постоянного тока или коллекторных электродвигателей переменного тока. Коллекторные двига-

тели мало распространены из-за свойственных им недостатков, как например искрение, уменьшенная эксплуатационная надежность, высокая производственная стоимость и др.

Остальные двигатели переменного тока без дополнительных приспособлений не позволяют на плавную регулировку скорости вращения, что вызывает значительные затруднения при широком распространении применения переменного тока. Настоящая статья предлагает новое решение асинхронного электродвигателя, позволяющее на плавную регулировку скорости вращения в относительно широком диапазоне скоростей.

Исходя из общеизвестной формулы на вращающий момент асинхронного двигателя можно получить формулу (2).

$$M = \frac{0,975 m}{n_s} \cdot \left(\frac{U_1}{c_1} \right)^2 \cdot \left(\frac{z_2}{z_1} \right)^2 \cdot \left(\frac{k_2}{k_1} \right)^2 \cdot \frac{s R_2}{R_2^2 + s^2 X_2^2}$$

из которой вытекает, что при плавном изменении коэффициентов k_2 или k_1 можно получить изменение скольжения s при неизменном нагрузочном моменте и напряжении питания.

Обмоточные коэффициенты k_1 и k_2 определяют в наиболее общем виде распределение первичных и вторичных обмоток. Во встречаемых до сих пор решениях асинхронных двигателей эти коэффициенты были постоянными. Однако, если разделить статорные обмотки на две части и поместить их как указано на рис. 1, т. е. одну часть на неподвижном статоре A , а другую на кольце B , которое можно поворачивать по отношению к A на некоторый угол α — то коэффициенты k будут изменяться в зависимости от угла α по формуле (5)

$$k = k_a \cdot k_{a,\alpha} = k_a \cos \frac{\alpha}{2}.$$

Питание можно включать на статор или ротор двигателя. В зависимости от того, является ли цепь статора первичной или вторичной коэффициент k обозначен соответственно k_1 или k_2 . Ротор двигателя может быть короткозамкнутым или фазным, в зависимости от способа питания двигателя.

Из формулы (2) на вращающий момент вытекает, что в построенном описанным образом электродвигателе появляется возможность плавного изменения коэффициента k_1 или k_2 , а тем самым и скорости вращения.

В статье рассмотрены оба возможных способа питания двигателя. В главе 3 выведены формулы для отдельных цепей машины и приведены схемы замещения на рис. 3, 4, 5.

В главе 4 выведены формулы на изменение скольжения, критического скольжения и максимального момента в зависимости от угла взаимного перемещения обмоток статора α при обоих способах питания. Они иллюстрированы диаграммами для питания ротора на рис. 6, 8, 10, а для питания статора на рис. 7, 9, 11. Из этих диаграмм вытекает, что при питании ротора по мере увеличения угла взаимного перемещения обмоток статора α скольжение двигателя при постоянном нагрузочном моменте растет, критическое скольжение передвигается в направлении значения $s=1$, причем максимальный момент уменьшается. Получается таким образом регулировка скорости вращения в широких пределах вниз от номинальной скорости.

При питании статора и увеличении угла α скольжение уменьшается при постоянном нагрузочном моменте не достигая однако синхронизма, критическое скольжение также уменьшается а максимальный момент сначала растет, а затем быстро падает. Регулировка оборотов в этом случае происходит от номинальных скоростей в сторону увеличения до скоростей близких к синхронным, диапазон этой регулировки при нормальных скольжениях невелик.

На рис. 12 приведено семейство круговых диаграмм для различных углов взаимного перемещения обмоток статора α , при обоих видах питания. Из этих диаграмм видно как изменяется первичный ток в зависимости от угла α и нагрузки машины. При питании ротора ток при регулировке уменьшается. Для питания же статора ток растет довольно быстро и следует полагать, что из-за экономических предпосылок такое решение найдет меньшую область применения.

Таким образом получен новый способ плавной регулировки скорости вращения в широких пределах. Во время регулировки при постоянном моменте нагрузки и питании ротора первичный ток и потребляемая мощность практически неизменны. Недостатком этого решения является уменьшение перегрузочной способности двигателя по моменту, во время регулировки, что определяет область его применения.

Коэффициент мощности незначительно уменьшается во время регулировки. Следует обратить особое внимание на очень хорошие пусковые способности такой машины.

Следует предполагать, что двигатели использующие предложенный принцип решения после преодоления технологических затруднений найдут свое применение в электрических приводах, требующих плавной регулировки скорости вращения.

NEW METHOD OF STEPLESS SPEED CONTROL OF INDUCTION MOTOR

A great number of the electrical drives require a stepless speed control. This problem is being easily solved if D. C. machines and A. C. commutator motors are used. However due to the inherent shortcomings such as sparking, insufficient operation reliability and high production cost the commutator motors are rather rarely used.

Remaining A. C. motors cannot steplessly vary their speed without additional arrangements, this considering the preponderance of the alternating-current makes problem harder. The paper presents a new solution of the induction motor incorporating stepless speed control within quite an extensive range.

Starting from commonly known formula for the torque of induction motor we may derive formula (2) as below

$$M = \frac{0,975 \cdot m}{n_s} \left(\frac{U_1}{c_1} \right)^2 \left(\frac{z_2}{z_1} \right)^2 \left(\frac{k_2}{k_1} \right)^2 \frac{s R_2}{R_2^2 + s^2 X_2^2}.$$

This formula points out that by continuous changing of the coefficients k_2 or k_1 , we may force a change of slip s at the constant load torque and constant supply voltage (U_1).

The winding factors k_1 and k_2 grasp in most general way the decomposition of the primary and secondary windings. These winding factors in up-to-day induction motor designs have been kept as constant. Let, however, the stator winding be divided into two portions arranged in a way as shown in Fig. 1, i. e. one portion

mounted on the stator *A* and the other one on the ring *B* which is free to displace relatively to *A* by a certain angle α , then the factor k might vary depending on the angle α according to the equation (5)

$$k = k_u k_\alpha = k_u \cos \frac{\alpha}{2}.$$

The motor may be supplied from the polyphase system either through stator winding side or the rotor one. The factors k_1 and k_2 relate to the primary and secondary windings respectively. The rotor of such a motor represents a normal rotor of induction motor either of short-circuited or wound type depending on the way of supply (through stator side or rotor). Out of formula (2) expressing the torque it is evident that a motor built in such a manner may vary the speed steplessly owing to possible continuous change of the factors k_1 or k_2 . Both supply methods are being discussed in the paper.

The formulae derived for the individual motor circuits and its equivalent circuits are given in Figs. 3, 4, 5 — chapter 3.

The formulae given in chapter 4 are derived with relation to both supply methods for the slip, the slip by breakdown torque, and the breakdown torque depending on the displacement angle α of the stator winding. The diagrams for the supply through the rotor and stator side are shown in Figs. 6, 8, 10 and 7, 9, 11 respectively.

Out of these diagrams it follows that if the supply is brought to the rotor side then by growing displacement of the stator windings up to the angle α the motor slip increases at the constant load torque; the slip by breakdown torque displaces towards the value of $s=1$ and the same time the breakdown torque decreases. Hence the speed control is obtainable within extensive range down the rated r. p. m. If, however, the current supply is brought to the stator side then by growing angle α the slip decreases at the constant load torque unobtaining the synchronism; the slip by breakdown torque, decreases as well, whereas the breakdown torque, though, rises at the beginning falls very fast soon afterwards. The speed control embraces in such a case a range extending over the rated r. p. m. up to r. p. m. close to the synchronism. Hence the range of speed control by the normal nominal slips is rather scarce.

The family of the circle diagrams is presented in Fig. 12 for various angles α of reciprocal displacement of the stator windings for both supply cases. Out of this diagrams we may detect the variation of the primary current depending on the angle α and motor load. For the case of the supply brought to the rotor side the current decreases with acting control. Whereas for the case of the supply brought to the stator side the current increases fast enough and we may prove that this solution from the economical viewpoint is less attractive.

In this way the new method of the stepless speed control has been obtained. The primary current and the power drawn from the line are practically constant at the constant torque and supply brought to the rotor side.

Disadvantage of this solution lies in the drop of the overload of the torque so that the motors of such a sort may be used for the drives associated with the slight overloads of the torque.

Power factor by the control decreases slightly. Noteworthy is good starting properties of such a motor.

It is considered that the motor whose operation are based on such a principle, once the technological setbacks are overcome, will find the application for such electrical drives in which a stepless speed control is demanded.

621.313.2

R. SOCHOCKI

Jednofazowy silnik komutatorowy o charakterystyce bocznikowej

Rękopis dostarczono 1. 2. 1960

W artykule omówiono podstawowe założenia teoretyczne pracy silnika ze szczególnym uwzględnieniem metod doboru parametrów uzwojenia wzbudzenia. Podano wykresy wektorowe oraz wykres kołowy silnika. Rozpatrzono niektóre zagadnienia specjalne takie jak: zagadnienie stateczności pracy oraz komutacji silnika. Podano wyniki prób maszyny doświadczalnej oraz omówiono ogólnie wariant rozwiązania silnika na niskie napięcie.

1. WSTĘP

W wielu dziedzinach napędów i automatyki potrzebny jest silnik o charakterystyce bocznikowej wykazujący małą zmianę prędkości obrotowej przy różnych obciążeniach. Najczęściej również pożądana jest płynna regulacja prędkości obrotowej związana z małymi stratami w urządzeniu regulacyjnym. W przypadku maszyn prądu stałego zadanie to jest rozwiązane przez silniki bocznikowe, a w przypadku maszyn prądu zmiennego — przez trójfazowe bocznikowe silniki komutatorowe, z których na plan pierwszy wysuwa się rozwiązanie w postaci tzw. silnika Schragego. Silnik ten jest jednak bardzo kosztowny, co wynika z jego skomplikowanej konstrukcji, oraz trudny w eksploatacji. Budowa takiego silnika dla mocy mniejszych od 2 kW nie opłaca się. Nasuwa się pytanie, czy nie udałoby się uzyskać charakterystyki bocznikowej w jednofazowych silnikach komutatorowych.

Pod koniec 19 i na początku 20 wieku wielu konstruktorów podjęło to zadanie. Rozwiązanie Wightmana, Atkinsona i innych były oparte na tak zwanym „wzbudzeniu wirnikowym” pochodzącym od poprzecznego pola twornika. Wszystkie typy tych silników wymagały dwóch kompletów szczotek głównych i wzbudzających oraz dodatkowych uzwojeń do korekcji fazy i rozruchu. Fakt skomplikowanej konstrukcji oraz duży koszt tego typu maszyn spowodował, że nie rozpowszechniły się one.

Jeżeli chodzi o klasyczne podręczniki maszyn elektrycznych, to albo w ogóle nie ma w nich wzmianki o bocznikowym silniku komutatorowym

jednofazowym (z jednym kompletem szczotek), albo są wzmianki negatywne. Powód jest taki, że w przypadku zasilenia uzwojenia stojana z sieci prądu zmiennego, wskutek bardzo dużej indukcyjności uzwojenia bocznikowego prąd w tym uzwojeniu, a co za tym idzie i strumień magnetyczny są praktycznie biorąc przesunięte o 90 stopni względem napięcia. Ponieważ prąd twornika jest prawie w fazie z napięciem zasilania, przeto moment obrotowy maszyny byłby praktycznie równy 0. Wynika to z ogólnie znanego wzoru na moment obrotowy silnika komutatorowego

$$M = \frac{1}{\omega} I_1 I_2 k X_{12} \cos \beta, \quad (1)$$

gdzie

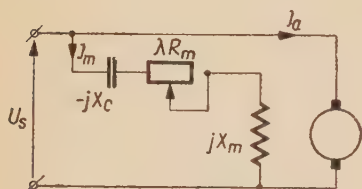
I_1 — prąd w stojanie maszyny,

I_2 — prąd w tworniku maszyny,

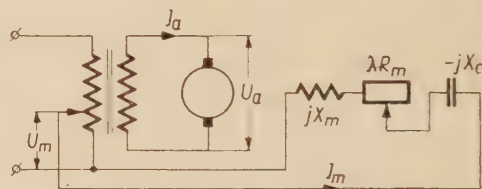
X_{12} — oporność indukcyjna uzwojenia stojana wywołana przez strumień główny,

k — przekładnia,

$\cos \beta$ — kosinus kąta przesunięcia fazowego między I_1 i I_2 . Aby więc uzyskać silnik jednofazowy komutatorowy o charakterystyce bocznikowej, mamy do wyboru dwie możliwości:



Rys. 1. Układ połączeń bocznikowego silnika komutatorowego.



Rys. 2. Układ połączeń bocznikowego silnika komutatorowego z transformatorem.

a) pozostawić w tworniku prąd prawie zgodny w fazie z napięciem sieci, a przesunąć w sposób sztuczny prąd w uzwojeniu magnesów tak, aby strumień magnetyczny był w fazie z prądem twornika,

b) przesunąć prąd w tworniku, a pozostawić prąd w uzwojeniu bocznikowym z silnym przesunięciem fazowym w stosunku do napięcia sieci. Widzimy od razu, że przy wyborze drugiego sposobu brak kompensacji współczynnika mocy w uzwojeniu magnesów spowodowałby znaczne obniżenie współczynnika mocy całego układu. Przez wybór możliwości a) uzyska się korzystniejsze współczynniki eksploatacyjne. Gdybyśmy ponadto chcieli wykorzystać możliwość poprawy komutacji w stosunku do silnika szeregowego przez obniżenie napięcia na tworniku, otrzymamy schemat silnika jak to pokazano na rysunkach 1 i 2.

fazy. Siła elektromotoryczna twornika i prąd wzbudzenia I_m są praktycznie biorąc, w fazie. Napięcie \hat{U}_a otrzymamy po dodaniu straty czynnej i biernej napięcia $R_a \hat{I}_a$ oraz $jX_a \hat{I}_a$ do siły elektromotorycznej twornika \hat{E}_a . Napięcie magnesów U_m spełnia równanie

$$U_m = [(\lambda R_m)^2 + (X_m - X_c)^2]^{\frac{1}{2}} I_m. \quad (9)$$

Dla danego silnika R_m , X_m , X_c są stałe. Jeżeli ponadto ustalimy U_m , to otrzymamy dla wartości prądu w uzwojeniu wzbudzającym równanie

$$I_m = \frac{U_m}{\sqrt{\lambda R_m^2 + (X_m - X_c)^2}}. \quad (10)$$

Jeżeli dane jest napięcie $\hat{U} = \hat{U}_m = \hat{U}_a$ na podstawie rys. 3 oraz równań (7) i (8) mamy

$$\hat{I}_a = \frac{U}{(R_a + jX_a)} \frac{\lambda R_m + j(X_m - X_c)kX_{ma}}{\lambda R_m + j(X_m - X_c)}. \quad (11)$$

Przy określonych U_m i U_a prąd I_a zależy od parametru k (prędkość obrotowa względna) oraz od parametru λ (wartość wstawionego oporu).

3. MOMENT OBROTOWY SILNIKA

Równanie na moment obrotowy wyprowadzimy z zależności

$$\omega M = \check{E}_a \hat{I}_a. \quad (12)$$

Korzystając z równań (6) i (11), po dokonaniu przekształceń matematycznych, otrzymujemy

$$M = \mathcal{R}_e \left\{ \frac{X_{ma} U^2 [(\lambda R_m - kX_{ma}) + j(X_m - X_c)]}{\omega (R_a + jX_a) [(\lambda R_m)^2 + (X_m - X_c)^2]} \right\}. \quad (13)$$

Dyskusję równania na moment obrotowy przeprowadzimy decydując się na uproszczenie. Pominiemy mianowicie reaktancję twornika i biorąc część rzeczywistą zespolonego wyrażenia na moment obrotowy otrzymamy

$$M = \frac{U^2 X_{ma} \lambda R_m}{\omega R_a [(\lambda R_m)^2 + (X_m - X_c)^2]} \left[1 - \frac{k X_{ma}}{\lambda R_m} \right]. \quad (14)$$

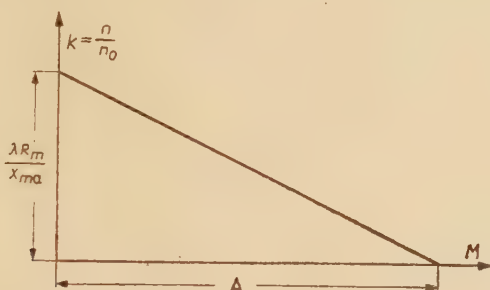
Z wyprowadzonego wzoru na moment obrotowy silnika wynikają następujące wnioski. Charakterystyka $M = f(k)$ jest linią prostą o charakterze $y = A - k B$, jest to charakterystyka bocznikowa (rys. 4). Z przekształcenia równania (14) otrzymujemy wyrażenie na prędkość względną jako

$$k = \frac{\lambda R_m}{X_{ma}} \left(1 - M \frac{1}{A} \right). \quad (15)$$

Prędkość obrotowa względna biegu jałowego wynosi więc

$$k = \frac{\lambda R_m}{X_{ma}}. \quad (16)$$

Z równania (16) wynika, że najniższe obroty jałowe otrzymamy dla $\lambda = 1$.



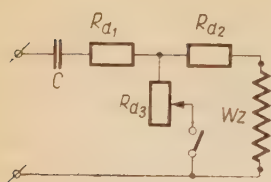
Rys. 4. Wykres równania momentu obrotowego $M=f(k)$.

Ze wzoru (14) widać, że moment obrotowy jest funkcją λR_m dla stałych parametrów U , R_a oraz X_c . Można więc dla różnych k wykreślić charakterystykę $M=f(\lambda R_m)$ i stąd dla $M=M_n$ można uzyskać wykres funkcji $n=f(\lambda R_m)$, a więc znaleźć zależność między opornością obwodu wzbudzenia a prędkością obrotową silnika.

4. REGULACJA OBROTÓW

Charakterystyka $n=f(\lambda R_m)$ daje nam pogląd na zagadnienie regulacji obrotów w silniku połączonym wg schematu z rys. 2. Niekorzystne w tej metodzie jest to, że zmiana oporności w obwodzie wzbudzenia zakłóca fazę dobraną na optimum pracy silnika. Można temu zapobiec przez odpowiedni każdorazowo dobór kondensatora. Uzyskuje się w ten sposób tak zwaną charakterystykę kondensatorową, tzn. zależność pojemności kondensatora od prądu wzbudzenia, którego wielkość reguluje opornik szeregowy. Ta charakterystyka pozwala znaleźć pojemność kondensatora dla każdej żądanej wartości prądu wzbudzenia.

Aby uniknąć zmieniania w obwodzie wzbudzenia jednocześnie dwóch elementów można stosować układ połączeń jak na rys. 5, zaproponowany przez Morrisa [3], w którym przez odpowiedni dobór oporności R_{a1} , R_{a2} i R_{a3} można uzyskać najkorzystniejszy kąt fazowy między prądami



Rys. 5. Układ połączeń bocznikowego silnika komutatorowego wg Morrisa, z regulacją prędkości przy optymalnych warunkach z punktu widzenia powstawania momentu obrotowego.

stojana i wirnika dla całego zakresu regulacji prędkości obrotowej silnika.

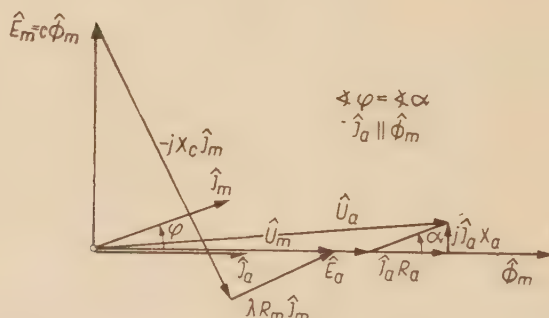
W praktyce dobiera się parametry obwodu wzbudzenia silnika z punktu widzenia optymalnych warunków jeżeli idzie o powstawanie momentu obrotowego w punkcie pracy znamionowej.

Jeżeli żąda się regulacji obrotów, to przeprowadza się ją przez zmianę oporności tylko opornika szeregowego dopuszczając do rozstrajania się obwodu poza punktem pracy znamionowej, kierując się jedynie względami cieplnymi uzwojeń.

5. DOBÓR PARAMETRÓW PRACY: λR_m i X_c

Metoda analityczna

W celu wyprowadzenia zależności na λR_m i X_c budujemy wykres wektorowy obwodu wzbudzenia (rys. 6), który w porównaniu z rys. 3 uwzględnia fakt, że prąd I_m wyprzedza w rzeczywistości strumień



Rys. 6. Wykres wektorowy bocznikowego silnika komutatorowego.

magnetyczny o pewien kąt φ (w praktyce dla silników ułamkowych o około 24 stopnie el.). Na podstawie rys. 6 możemy napisać

$$-c\Phi_m + X_c I_m \cos \varphi = I_m \lambda R_m \sin \varphi, \quad (17)$$

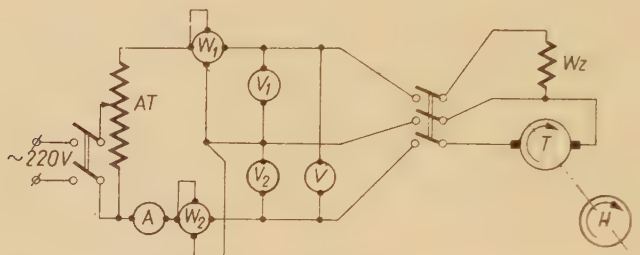
$$I_m X_c \sin \varphi + I_m \lambda R_m \cos \varphi = U_m. \quad (18)$$

Po rozwiązaniu układu równań otrzymujemy następujące zależności:

$$X_c = \frac{U_m}{I_m} \sin \varphi + Z_m \cos \varphi, \quad (19)$$

Metoda doświadczalna optymalnego doboru parametrów pracy

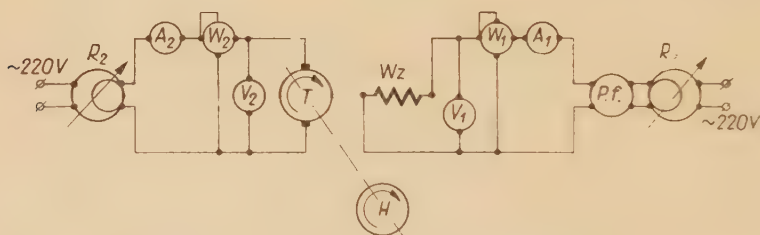
Metoda ta przydatna jest przy prostej przeróbce silnika uniwersalnego na pracę bocznikową. Przeprowadzamy próby z silnikiem uniwersalnym w schemacie pomiarowym jak na rys. 8. Zdejmujemy charakterystykę



Rys. 8. Układ połączeń do badania szeregowego silnika komutatorowego

AT — autotransf., T — twornik, W_z — wzbudzenie, H — hamownica tarczowa indukcyjna.

obciążenia oraz ustalamy punkt pracy w warunkach pracy szeregowej oraz odpowiadające mu wielkości U_m , U_a , I , M i n . Następnie silnik ten zasilamy w schemacie bocznikowym wg rys. 9 dając napięcie na wzbudzenie ze źródła obcego, posługując się przy tym przesuwnikiem fazowym w ten

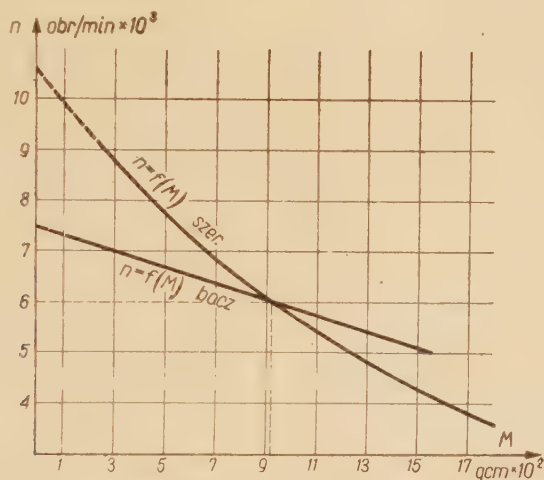


Rys. 9. Układ połączeń do badania bocznikowego silnika komutatorowego.

T — twornik, W_z — wzbudzenie, A, V, W — amperomierz, voltomierz, watomierz, Pf — przesuwnik fazowy, $R_1 R_2$ — regulator indukcyjny lub autotr., H — hamownica indukcyjna tarczowa.

sposób, aby przy obciążeniu znamionowym prąd płynący w tworniku był minimalny; co zapewnia możliwie najlepsze dopasowanie faz strumienia magnetycznego i prądu twornika, a więc optimum pracy. Przecho-
dzimy następnie na wspólne napięcie zasilania równe U_2 (jeżeli chcemy uniknąć przesuwania twornika) i z wykresu wektorowego zbudowanego

na podstawie danych pomiarowych wynikają nam wartości parametrów wzbudzenia konieczne do pracy maszyny bez przesuwника fazowego. Zdjęte charakterystyki mechaniczne silnika Em 87/30 Nr 54/99951 dla pracy szeregowej i bocznikowej (w układzie z przesuwnikiem fazowym) wskazują, że w zakresie pracy od biegu jałowego do obciążenia momentem znamionowym zmienność obrotów wynosi odpowiednio, abstrahując od charakteru zmienności, 40 i 16%. Odpowiednie charakterystyki uzyskane z pomiarów podano na rys. 10.

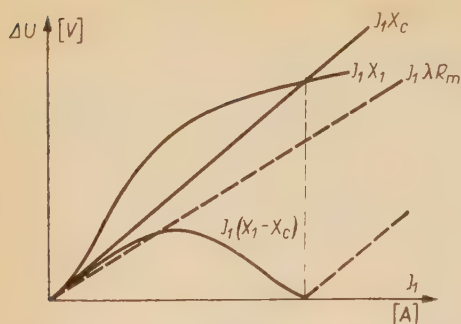


Rys. 10. Charakterystyki mechaniczne silnika szeregowego i zasilonego bocznikowo przy pomocy przesuwника fazowego.

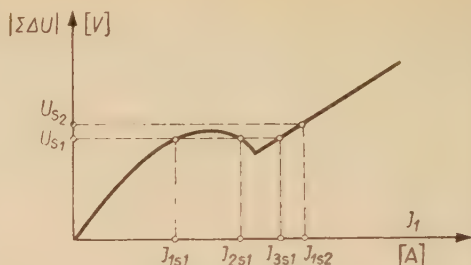
a) $n = f(M)$. szer., b) $n = f(M)$. bocz.

6. STATECZNOŚĆ PRACY SILNIKA

Obwód wzbudzenia zawiera zmienną (z nasyceniem) wartość oporności indukcyjnej X_1 , przy założeniu doskonałego kondensatora, niezmienną wartość X_c oraz oporność czynną $\lambda R_m = R_m + R_d$. Wynika stąd możliwość ustalenia się równowagi (tzn. równości $U_s = \sum \Delta U$) przy różnych prądach wzbudzenia I . Teoretycznym warunkiem stabilności będzie: $f(|\sum \Delta U|) > 0$. Otrzymamy więc pracę stateczną, gdy bezwzględna wartość spadku napięcia obwodu wzbudzenia jako funkcja prądu wzbudzenia nie będzie miała punktów ekstremalnych dla całego zakresu ewentualnych zmian napięcia zasilania U_s lub przy danym napięciu zasilania dla zakresu prądów I_1 odpowiadającym spadkom napięcia nad prostą wybranego napięcia zasilania U_s . Rozumowanie powyższe ilustrują rysunki 11, 12, 13.

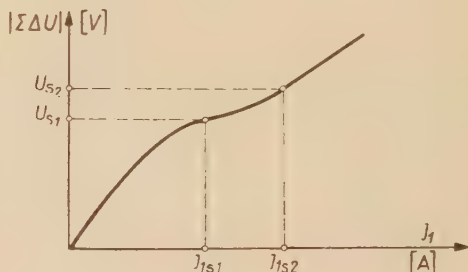


Rys. 11. Wykres spadków napięć uzwojenia wzbudzenia w funkcji prądu wzbudzenia.



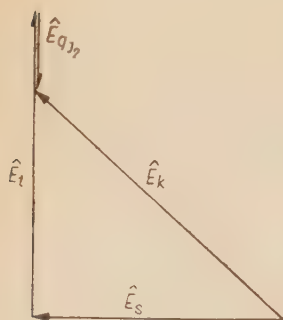
Rys. 12. Wartość bezwzględna geometrycznej sumy spadków napięcia obwodu wzbudzenia w funkcji prądu wzbudzenia. Funkcja posiada punkty ekstremalne. Dla napięcia U_{s2} — praca stateczna, dla U_{s1} — praca niestateczna.

Rys. 13. Wartość bezwzględna geometrycznej sumy spadków napięcia obwodu wzbudzenia w funkcji prądu wzbudzenia. Funkcja nie posiada punktów ekstremalnych. Praca stateczna w całym zakresie zmienności napięcia.



7. KOMUTACJA SILNIKA

Siłę elektromotoryczną komutacji działającą w zezwoju zwartym można przedstawić za pomocą równania (21) oraz rys. 14.



Rys. 14. Wykres wektorowy sił elektromotorycznych działających w zezwoju komutującym.

$$\hat{E}_k = \hat{E}_t + \hat{E}_s + \hat{E}_{qJ_2}, \quad (21)$$

gdzie

- E_t — siła elektromotoryczna transformacji,
- E_s — siła elektromotoryczna samoindukcji,
- E_{qJ_2} — siła elektromotoryczna rotacji od pola poprzecznego wywołanego prądem twornika I_2 .

Siłę elektromotoryczną transformacji obliczamy z wzoru

$$E_t = 4,44 f \omega_k \Phi 10^{-8} [\text{V}], \quad (22)$$

gdzie

f — częstotliwość sieci,

ω_k — liczba zwojów zezwoju komutującego,

Φ — strumień magnetyczny skojarzony z twornikiem.

Siłę elektromotoryczną samoindukcji obliczamy z wzoru

$$E_s = \frac{8\omega_k^2 \lambda l I_2}{T_z} \cdot 10 \text{ [V]}, \quad (23)$$

gdzie

ω_k — liczba zwojów zezwoju komutującego,

λ — przewodność magnetyczna żłobka na 1 cm długości wirnika,

l — długość wirnika,

T_z — czas komutacji.

Siła elektromotoryczna E_{qJ_1} wg przekształconego wzoru Metzlera [6]

$$E_{qJ_1} = 0,0875 \frac{f_r}{ap} \frac{\tau \cdot l}{k_c \cdot \delta} z_2 \omega_k a_t I_2 10^{-8} \text{ [V]} \quad (24)$$

gdzie

f_r — częstotliwość rotacji,

a — liczba par gałęzi równoległych uzwojenia,

p — liczba par biegunów,

τ — podziałka biegunowa,

l — długość wirnika,

k_c — współczynnik Cartera,

δ — szerokość szczeliny,

a_t — współczynnik rozkładu pola,

z_2 — liczba zwojów twornika,

ω_k — liczba zwojów zezwoju komutującego,

I_2 — prąd twornika.

Wielkość siły elektromotorycznej komutacji (rys. 14) wynosi

$$E_k = \sqrt{(E_t - E_{qJ_1})^2 + E_s^2}. \quad (25)$$

Według Richtera i innych warunkiem prawidłowej komutacji jest, aby siła elektromotoryczna komutacji działająca w obwodzie komutującym nie przekraczała 3 V dla silników tego typu.

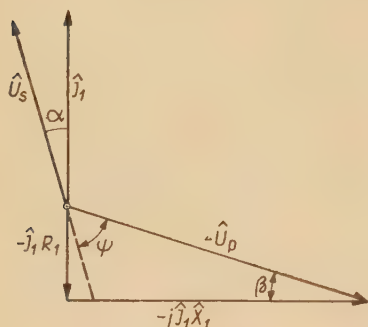
8. WYNIKI BADAŃ SILNIKA DOŚWIADCZALNEGO

Przystosowano do pracy bocznikowej będący do dyspozycji silnik uniwersalny, którego charakterystykę podano na rys. 10. Wykonano pomiary w układzie z przesuwnikiem fazowym i zbudowano wykres wektorowy jak na rys. 15. Przezwojono tylko stojan silnika i w związku z tym uzwojenie wzbudzenia zaprojektowano na napięcie przypadające na wirnik maszyny w punkcie pracy znamionowej w przypadku połączenia szere-

gowego. Odpowiednie przeliczenia oparto na metodzie podanej w rozdziale 5 punkt c. Z pomiarów silnika otrzymano następujące potrzebne wielkości:

$$\psi = 72^\circ, \alpha = 8^\circ, \beta = 10^\circ, U_1 = 105 \text{ V}, U_2 = 180 \text{ V}, I_1 = 0,6 \text{ A}.$$

$$z_1 = 760 \text{ zw}, d_1 = 0,36 \text{ mm}, s_1 = 0,102 \text{ mm}^2.$$



Rys. 15. Wykres wektorowy silnika zasilonego bocznikowo przy pomocy przesuwnika fazowego.

Na podstawie zależności wynikających z wykresu wektorowego wg rys. 11 można napisać

$$I_1 R_1 = U_1 \sin \beta = 105 \text{ V} \cdot 0,1736 = 18,2 \text{ V},$$

$$I_1 X_1 = U_1 \cos \beta = 105 \text{ V} \cdot 0,985 = 103 \text{ V},$$

stąd mamy

$$R_1 = \frac{I_1 R_1}{I_1} = \frac{18,2 \text{ V}}{0,6 \text{ A}} = 30,4 \Omega; X_1 = \frac{I_1 X_1}{I_1} = \frac{103 \text{ V}}{0,6 \text{ A}} = 172 \Omega.$$

Po przezwojeniu należało spodziewać się wysokich napięć na cewce i w kondensatorze uzwojenia wzbudzenia silnika. Ze względu na wytrzymałość izolacji dopuszczono w silniku doświadczalnym $U_d = 350 \text{ V}$. Ze stosunku tego napięcia do $I_1 X_1$ uzyskano mnożnik dla przeliczenia uzwojenia.

$$\frac{U_d}{I_1 X_1} = \frac{350 \text{ V}}{103 \text{ V}} = 3,4 = a$$

stąd mamy

$$z'_1 = z_1 a = 760 \cdot 3,4 = 2500 \text{ zw}.$$

$$X'_1 = X_1 a^2 = 172 \Omega \cdot 11,5 = 1980 \Omega,$$

$$R'_1 = R_1 a^2 = 30,4 \Omega \cdot 11,5 = 350 \Omega,$$

$$I'_1 = I_1 \frac{1}{a} = 0,6 \text{ A} \cdot 0,294 = 0,175 \text{ A},$$

$$s'_1 = s_1 \frac{1}{a} = 0,102 \text{ mm}^2 \cdot 0,294 = 0,03 \text{ mm}^2,$$

$$d'_1 = \sqrt{\frac{4s'_1}{\pi}} = 0,2 \text{ mm}.$$

Oporności R_d i X_c obliczamy wg wykresu z rys. 16 z trójkąta oporności maszyny przy napięciu zasilania $U=U_2=180\text{ V}$ i przy zachowaniu tego samego dopasowania faz. Korzystając z zależności wykresu można napisać

$$(R'_1 + R_d)^2 + (X'_1 - X_c)^2 = Z'_1{}^2, \text{ gdzie } Z'_1 = \frac{U}{I_1},$$

$$(X'_1 - X_c) = (R'_1 + R_d) \operatorname{tg} \alpha.$$

Rozwiązując układ równań względem R_d otrzymujemy

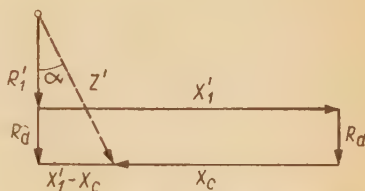
$$1,0196 R_d^2 + 713,7 R_d - 9,156 \cdot 10^5 = 0,$$

skąd otrzymujemy

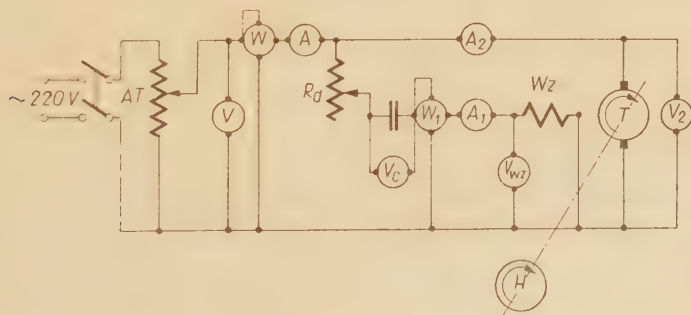
$$R_d = 650 \, \Omega, \text{ a po rozwiązaniu równań względem } X_c \text{ mamy}$$

$$C = 1,7 \, \mu\text{F}.$$

Tak przezwojony silnik poddano próbom w układzie jak na rys. 17. Obroty silnika mierzono za pomocą stroboskopu lampowego synchronizowanego przed dokonaniem każdego pomiaru z częstotliwością sieci, a po-



Rys. 16. Wykres wektorowy oporności obwodu wzbudzenia silnika doświadczalnego.



Rys. 17. Układ połączeń do badania bocznikowego silnika komutatorowego.

V, A, W — woltomierz, amperom., watomierz, R_d — opornik regulacyjny, AT — autotrafo, C — pojemność, W_z — wzbudzenie, T — twornik, H — hamownica.

miar momentu obrotowego przy pomocy hamownicy indukcyjnej tar czowej. Charakterystykę mechaniczną silnika bocznikowego podano na rys. 18. Interesująca wartość zmienności obrotów w zakresie obciążeń od $M=0$ do $M=M_n$ wynosi tutaj 14,8%. Dane silnika dla obu rodzajów pracy przedstawiają się jak następuje:

a) wyniki dla pracy szeregowej

$$P=59\text{ W}, I=0,6\text{ A}, n=6000\text{ obr/min}, \cos \varphi=0,88,$$

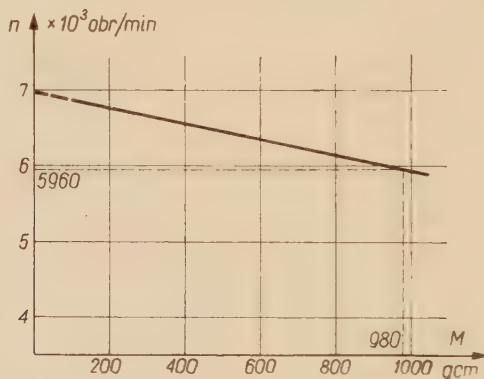
$$\eta=0,49, \Delta n^0_0=40$$

b) wyniki dla pracy bocznikowej

$P=60$ W, $I_1=0,175$ A, $I_2=0,64$ A, $n=5960$ obr/min,

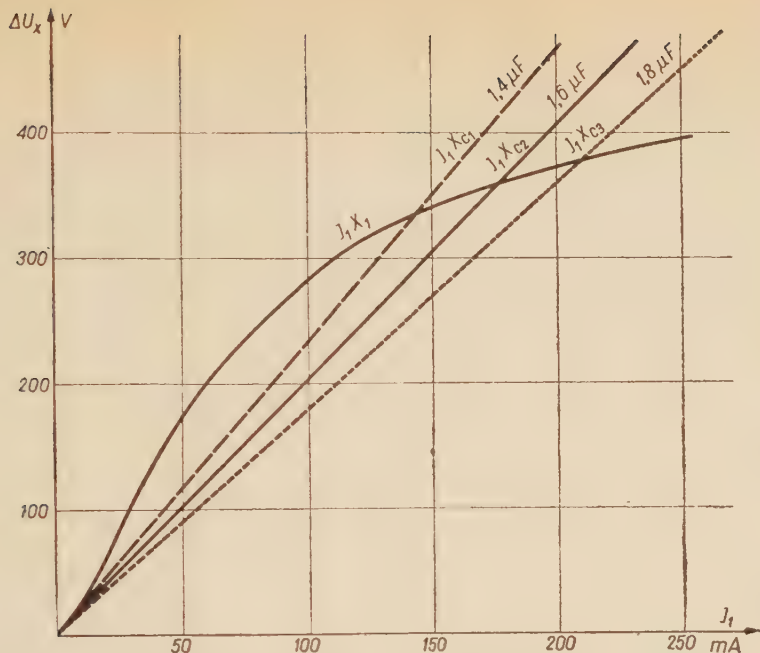
$\cos \varphi=0,985$, $\eta=0,44$, $\Delta n^0_0=14,8$, $R=650 \Omega$, $C=1,7 \mu\text{F}$.

Należy zwrócić uwagę na obniżenie się sprawności maszyny, co jest zrozumiałe ze względu na dodatkowe straty mocy na oporności R_d . Współczynnik mocy układu osiągnął natomiast dużą wartość ze względu na możliwie dokładne dopasowanie faz.

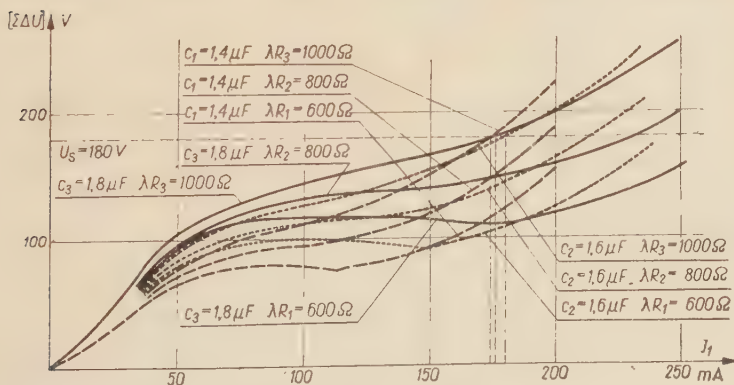
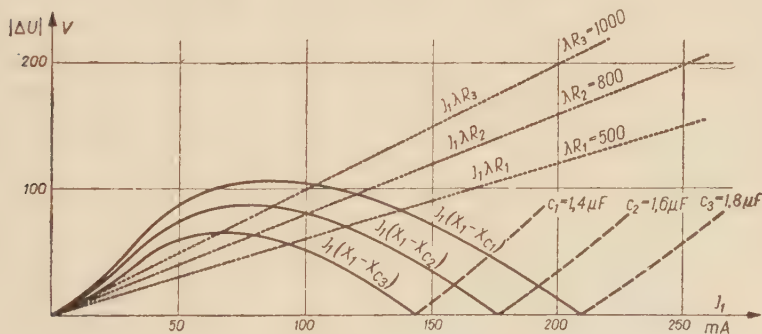


Rys. 18. Charakterystyka mechaniczna $n=f(M)$ silnika doświadczalnego.

Analizę stateczności pracy silnika modelowego oparto o zasadę podaną w rozdz. 6. W tym celu zdjęto dla obwodu wzbudzenia charakterystyki $I_1 X_1 = f(I_1)$ i $I_1 X_c = f(I_1)$, dla kilku różnych pojemności oraz $I_1 \lambda R_m = f(I_1)$ dla różnych wartości oporności R_d , a następnie zsumowano je geometrycznie otrzymując zależność $|\sum \Delta U| = f(I_1)$ jako szereg krzywych dla różnych C i λR_m przy danym X_1 . Wyniki otrzymane uwidoczniono na rys. 19 i 20. Przebieg zależności $|\sum \Delta U| = f(I_1)$ wykazuje, że przy założonym napięciu zasilania $U_s = 180$ V praca silnika jest stateczna, gdyż istnieje tylko jeden punkt $U_s = |\sum \Delta U|$, a więc i jeden prąd wzbudzenia, któremu w punkcie pracy odpowiadają ustalone obroty równe znamionowym. Zmiana częstotliwości sieci, czy też pojemności kondensatora mająca bezpośredni wpływ na wielkość X_c , wywołuje tym mniejszy efekt na liczbę obrotów silnika im oporność czynna silnika jest większa. Przykładowo dla $\lambda R_m = 1000 \Omega$ ($R_m = 350 R_d = 650 \Omega$ — warunek znamionowy) zmiana pojemności w granicach 1,4 do 1,8 μF wywołuje zmianę prądu wzbudzenia około 3,3% a dla $\lambda R_m = 800 \Omega$ o 15,2%. Oporność czynna w obwodzie wzbudzenia wpływa więc w sposób stabilizujący na prędkość obrotową silnika i przy odpowiednim jej dobraniu wyraźnie kompensuje wpływ zmian częstotliwości sieci i nieliniowość $I_1(X_1 - X_c) = f(I_1)$.



Rys. 19. Spadki napięć uzwojenia wzbudzenia silnika doświadczalnego w funkcji prądu wzbudzenia.



Rys. 20. Bezwzględna wartość geometrycznej sumy spadków napięć Uzwojenia wzbudzenia silnika doświadczalnego w funkcji prądu wzbudzenia.

Przy badaniu silnika obserwowano zarówno w przypadku pracy szeregowej, jak i bocznikowej, drobne iskry pod częścią szczotki w chwili wychodzenia zezwoju ze strefy komutacji. Iskrzenie to wzmagало się w sposób gwałtowny już przy nieznacznym przeciążeniu silnika. Przy prądzie twornika rzędu 0,7 A obserwowano iskry, praktycznie biorąc, pod całą powierzchnią szczotki. W związku z tym przeprowadzono obliczenie siły elektromotorycznej komutacji według metody podanej w rozdziale 7. Wartości odpowiednich sił elektromotorycznych wg wzorów (22) (23) i (24) wynoszą

$$E_t = 3,8 \text{ V} . \quad E_s = 1,7 \text{ V} . \quad E_{q_{J_1}} = 0,8 \text{ V} .$$

Siła elektromotoryczna komutacji wg wzoru 7,5 jest

$$E_k = \sqrt{(3,8 - 1,7)^2 + (0,8)^2} = 3,45 \text{ V} .$$

Wartość ta jest większa od 3 V przyjętych jako kryterium dobrej komutacji. Przeprowadzone próby wykazały, że jest tak istotnie. Polepszenie komutacji możliwe jest do przeprowadzenia na drodze przezwojenia wirnika na większą liczbę działek komutatora.

9. WNIOSKI KOŃCOWE

Podany w artykule sposób uzyskiwania charakterystyki bocznikowej w silnikach komutatorowych bocznikowych wydaje się lepszy od znanych i stosowanych w praktyce sposobów uzyskiwania tej charakterystyki. Są to: zwieranie komutatora w silnikach indukcyjnych z rozruchem repulsyjnym, stosowanie regulatorów obrotów w silnikach szeregowych, czy wspomniany we wstępie sposób polegający na wykorzystaniu tzw. *wzbudzenia wirnikowego*. Rozwiązania te wymagają bądź to dodatkowych uzwojeń i szczotek, bądź to precyzyjnie działających urządzeń mechanicznych pracujących na zasadzie siły odśrodkowej, co znacznie podraża koszt maszyny i komplikuje ją pod względem mechanicznym.

Odpowiednie przesunięcie napięć doprowadzonych do wirnika i uzwojenia wzbudzającego, konieczne dla prawidłowego działania silnika, uzyskano w maszynie doświadczalnej przez połączenie w szereg z uzwojeniem bocznikowym kondensatora o odpowiednio dobranej pojemności. Włączony również w obwód dodatkowy opornik R_d działa tutaj stabilizująco na prędkość obrotową silnika, obniża napięcie na cewce i kondensatorze oraz może służyć jako organ regulacyjny prędkości obrotowej silnika. Obecność tej oporności jest jednak niekorzystna z kilku względów. Jak widać ze wzoru na moment obrotowy (wzór 14) — wartość oporu λR_m wpływa ujemnie na wartość momentu rozruchowego silnika. Prócz tego na oporności R_d wydzielają się dodatkowe straty, które w przypadku silnika

doświadczalnego wynoszą około 19 W przy 60 W mocy oddawanej. Obniża to sprawność maszyny (w naszym przypadku z $\eta=0,49$ na $\eta=0,44$). Ograniczenie tej oporności jest możliwe przy zastosowaniu wzmocnionej izolacji uzwojenia wzbudzenia, co pozwoliłoby na dopuszczenie większych napięć na cewce (np. 500 V przy zasilaniu 220 V). Konsekwencją byłoby polepszenie momentu rozruchowego silnika, obniżenie strat dodatkowych oraz zapewnienie bardziej prawidłowego procentowo rozprzysięgu prądów w gałęziach twornika i wzbudzenia.

Ogólnie biorąc, wyniki prób na silniku doświadczalnym zdają się świadczyć, że budowa tego typu silników na napięcie sieci 220 V jest propozycją realną. Jeżeli przyjąć za kryterium wykorzystania silnika warunek $(\eta \cdot \cos \varphi)_{mx}$, to w porównaniu z silnikiem szeregowym otrzymano

$$\eta \cdot \cos \varphi = 0,433 \text{ silnik bocznikowy,}$$

$$\eta \cdot \cos \varphi = 0,432 \text{ silnik przed przezwojeniem (szereg.)}$$

co jest prawie równe.

Jeżeli chodzi o główny cel, to jest uzyskanie charakterystyki bocznikowej o zmienności obrotów w granicach 15% proponowanych przez opracowywane dla małych maszyn normy — został on osiągnięty.

Zakład Elektrotechniki

I. P. P. T. — PAN

WYKAZ LITERATURY

1. Dubicki B.: *Obliczanie uzwojeń małych jednofazowych silników komutatorowych*. Arch. Elektr. zeszyt 3, 1954 r.
2. Monkiewicz T.: *Maszyny komutatorowe prądu zmiennego*, PZWS, 1951 r.
3. Morris D.: *Characteristics of a single phase shunt commutator motor with improved phase correction circuit*. IEE part II. s. 498.
4. Nowacki P.: Referat wygłoszony na konferencji mikromaszyn, Ciechocinek 1955 r.
5. Richter R.: *Elektrische Maschinen* b. V, ss. 11 i 173, Springer Verlag 1954 r.
6. Metzler: *Entwurf von unkompensierten Reihenschlussmotoren*, Leiner Leipzig 1925 r.

Dodatek A

Wydaje się, że pewne trudności przedstawione wyżej (komutacja, dodatkowe straty, kwestia momentu rozruchowego) dadzą się łatwiej rozwiązać w przypadku silnika zbudowanego na niskie napięcie np. 24 V, co jednak wymaga specjalnej sieci lub transformatora obniżającego. Korzyści takiego układu byłyby następujące:

a) możliwość uzyskania bardziej sztywnej charakterystyki mechanicznej silnika przez odpowiednie doregulowywanie napięcia na tworniku, istnieje bowiem możliwość kompensowania na tej drodze spadków napięcia oraz spadku charakterystyki bocznikowej wynikającej z oddziaływania twornika;

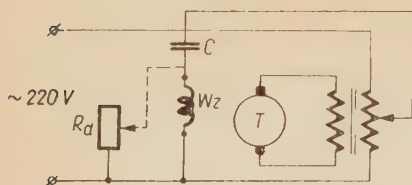


Рис. 21. Ук­лад по­лече­ний си­л­ни­ка бо­ч­ни­ко­во­го ко­му­та­то­ро­во­го на низ­кое на­пече­ние.

b) znika konieczność stosowania stałego opornika dodatkowego we wzbudzeniu, co w wyniku daje możliwość polepszenia sprawności układu;

c) kwestia komutacji i polepszenia momentu rozruchowego są rozwiązane;

d) nie należy obawiać się wówczas przekroczenia napięcia na cewce i kondensatorze ze względu na ich izolację.

Ewentualny układ połączeń takiego silnika przedstawia się jak na rys. 21. Jeżeli chcemy mieć możliwość regulacji obrotów to osiągniemy to przez zbocznikowanie uzwojenia wzbudzenia opornikiem R_d .

ОДНОФАЗНЫЙ КОЛЛЕКТОРНЫЙ ДВИГАТЕЛЬ С ШУНТОВОЙ ХАРАКТЕРИСТИКОЙ

Для создания вращающего момента на валу двигателя следует переместить фазу тока в статоре двигателя таким образом, чтобы ним вызванный магнитный поток находился в фазе с током ротора. Такое перемещение можно получить включая в цепь статора соответственно подобранную емкость. Схема двигателя будет соответствовать приведенной на рис. 1 или 2. Величину вращающего момента определяет формула (14). Она представляет собой зависимость типа $y = A - kB$, иллюстрированную рис. 4.

Регулировку скорости вращения можно осуществлять при помощи изменения активного сопротивления статора (что изменяет подобранное перемещение фаз оптимальное для работы двигателя) или путем применения схемы предложенной Моррисом рис. 5. Подбор параметров обмотки возбуждения — омического и емкостного сопротивления λR_m и X_c можно произвести используя уравнения (19) и (20) или графо-аналитический метод, приведенный на рис. 7. При постройке опытного образца двигателя автор использовал готовый универсальный двигатель производя небольшие переделки, описанные в главе 5 пункт с. Получена нагрузочная характеристика приведенная на рис. 18, относительное уменьшение скорости которой при изменении нагрузки от $M=0$ до $M=M_n$ равно 14,8%. Сравнение результатов работы при серийном и шунтовом соединении обсуждено на стр. 10. В заключение приведен пример решения двигателя на низкое напряжение 24 в. Схема его соединений представлена на рис. 21.

SINGLE PHASE SHUNT COMMUTATOR MOTOR

To produce the torque on the motor shaft the stator current has to be adjusted till the magnetic flux will be in phase with the rotor current. This is obtained by insertion of a properly selected capacity into the stator circuit. The motor is presented diagrammatically in Fig. 1 or Fig. 2. The formula (14) expresses the torque. It is a dependence of type $y = A - kB$ given in Fig. 4. The speed control may be achieved either through changing of the stator winding resistance though it distorts the phase selected for optimum of the motor operation, or in a way as in the system Fig. 5 suggested by Morris.

The selection of the parameters for the field winding it means for the resistance and capacitance λR_m and X_c may be done either with the aid of the equations (19) and (20) or applying the grapho-analytical method as given in Fig. 7.

To build an experimental motor the author used an existing universal motor, implementing modification as listed in chapter 5 para c.

From the load characteristic as shown in Fig. 18 it follows that for the load range from $M=0$ to $M=M_n$ the relative speed variation amounts to 14,8 per cent.

The comparison of the results for series and shunt operation is given on page 10.

In the closing part a variant solution of the low-voltage motor (24 V) is given. The connections are shown diagrammatically in Fig. 21.



621.316.9

S. SZPOR

Principles of lightning-protection systems with choke coils for substations - II

Manuscript received 4. 5. 1960

The report comprises further theoretical studies on lightning-protection systems comprising choke coils for substations. Both interconnected and separate grounds on two sides of the choke coils are taken into consideration, although separation of grounds is shown to be unnecessary even with lower voltage ratings. With interconnected grounds, inductive voltage drops in the grounding system are taken account of on the basis of an earlier publication. In all, four inductive voltage components inside the substation are discerned in the analysis of the coordination: beside the formerly considered oscillatory component u_{A1} and non-oscillatory component u_{A2} , both due to the inductances of the high-voltage conductors, the ground component u_{A3} and the mutual-inductance component u_{A4} .

The discharge currents in the substation's lightning arresters are analysed under different circumstances and the advantages of the interconnection are proved in that respect. Furthermore, damping of the oscillatory component u_{A1} by the lightning arresters is discussed. Subsequent paragraphs are devoted to the insulation coordination in front of and behind the lightning arrester. By reason of the signs of the numerous voltage components, greater difficulties arise rather behind the lightning arrester. The collaboration of two arresters per phase is also considered and the coordination at a point between them is outlined. Analysis of the voltage across the choke coil leads to high requirements as to the impulse level of the coil.

Numerical results depend considerably on the lightning parameters, about which some doubts arise recently. In earlier calculations, values 150 kA and 50 kA/ μ s were adopted. In last studies, values 150 kA and 100 kA/ μ s are taken as a provisional decision. The voltage margin between the arrester level and the basic insulation level is devoted but partly, up to 50%, to the inductive voltage drops. The remainder is reserved for several other margin components. An additional reserve of about 10% of the basic level results from the fact that, with relatively short times, the impulse strenght of the insulation is markedly higher than the basic level.

A comparison of the choke coils with the shielding wires shows that the coils are unrivalled in medium — voltage classes, below 110 kV. For highest voltages, both solutions may be analysed and the most economical may be chosen.

1. INTRODUCTION

Choke coils are an economic substitute for shielding wires over protective zones of overhead lines adjacent to high-voltage substations. If correctly designed and properly combined with the lightning arresters, they help the latter to ensure a perfect protection of substations. Former objections against choke coils were due to incorrect protection schemes and to unsuitable coil construction.

The advantages of choke coils as compared with shielding wires stimulated since 1954 in the High-Tension Institute of the Technical University Gdańsk theoretical studies, impulse tests on laboratory models of protection systems, designs of new choke coils, tests on them and solutions of installations. The results of first theoretic analyses were published in 1956 [1]. A CIGRE report in 1958 [2] gave a brief review of the same theoretic bases, some representative oscillograms from model tests, a description of the new 15 kV, 30 kV and 60 kV choke coils as well as of the experimental installations. In last two years further work was done chiefly in connection with 110 kV substations.

Both publications of 1956 and 1958 comprised the assumption of an interconnected grounding system for the two sides of the choke coil, i. e. for the expulsion tubes or spark gaps at the line side and for the lightning arresters and constructions at the substation side. They neglected the voltage differences in the grounding system. However, the 1958 report mentioned the need of additional studies on the complications resultant from the inductances in extensive grounding systems. On the other hand, the legitimacy of interconnected grounds seemed to be questionable in connection with some installations in lower voltage classes.

An analysis of the inductive voltage drops arising in extensive grounding grids was published in 1959 [3]. The conclusions comprised only the case of lightning stroke to a shield wire or to a diverter mast over a substation. In this case, the interconnected grounds were justified and some principles of efficacious realization were discussed.

These basic studies are utilized in the present analysis for the case of lightning stroke to a phase conductor near a substation protected by lightning arresters and choke coils, in order to analyze the complications resulting from the inductive voltage drops in extensive interconnected grounding systems. The case of separate grounds at two sides of the choke coil is also taken into consideration, although such separation is regarded as an onerous complication of the installation.

Secondly, an extension of the present study is intended towards an analysis of the effects of mutual inductances in the substation. These effects are of great importance due to the fact that the choke coils offers no barrier against voltages produced by virtue of mutual inductances.

With different assumptions as to the grounding system and to the mutual inductances, simplest circuits with single arresters per phase are examined somewhat like in the former publications [1, 2]; the voltage phenomena are analysed both in front of and behind the arrester. Furthermore, circuits with two lightning arresters per phase are studied for the first time.

2. SELECTION OF SIMPLEST CIRCUITS AND PRELIMINARY ARRANGEMENTS

Part I of Fig. 1 reproduces two simple circuits, A and B, with one lightning arrester per phase and with interconnected grounds at both sides of the choke coil L_S . The grounding system represents the inductances L_{XZ} or L_{XY} and L_{YZ} , separating three resistances: R_X near the expulsion tube at the line side, R_Y near the lightning arrester and

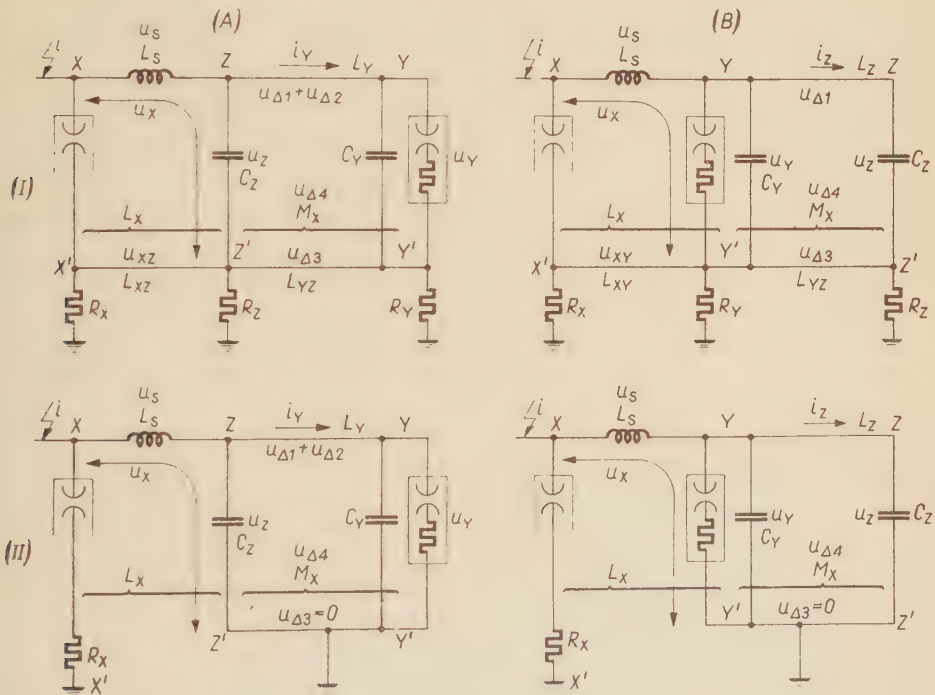


Fig. 1. Simplified circuits with choke coils L_S and with one lightning arrester per phase;

I — with interconnected grounds; II — with separate grounds; A — insulation C_Z in front of the arrester; B — insulation C_Z behind the arrester.

Uproszczone układy z dławikiem L_S i z jednym odgromnikiem zaworowym na fazę;

I — z połączonymi uziemieniami; II — z oddzielnymi uziemieniami; A — izolacja C_Z przed odgromnikiem zaworowym; B — izolacja C_Z za odgromnikiem zaworowym.

R_Z near the capacity C_Z . Different distributions of inductances and resistances in the grounding grid are possible. Inductances L_{YZ} inside the substation is of direct importance for the insulation coordination; namely the inductive voltage drop u_{L3} , combines with other components of the voltage u_Z across the insulation C_Z .

Cases A and B in Fig. 1 differ by the situation of the lightning arrester, farther or nearer the choke coil L_S , like in previous studies [1, 2], which neglected the inductances of the interconnected grounding system. These previous circumstances correspond to the particular case $L_{XZ}=0$ or $L_{XY}=0$ and $L_{YZ}=0$.

The capacities of the substation are represented in two portions, C_Y near the lightning arrester and C_Z far from it. A concentration of the whole capacity far from the arrester, considered in the first stages of the former studies as the simplest circumstance, is not analysed separately

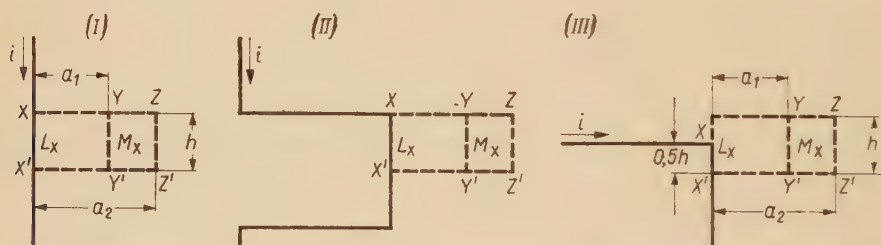


Fig. 2 Geometric circumstances determining the inductance L_X and the mutual inductance M_X .

Warunki geometryczne określające indukcyjność L_X oraz indukcyjność wzajemną M_X .

in the present report. Such concentration may be regarded as the particular case $C_Y=0$.

Part II of Fig. 1 represents circuits with separate grounds at two sides of the choke coil L_S . This solution eliminates almost perfectly inductive voltage drops in the grounding system inside the substation, most advantageously for the insulation coordination.

In all cases represented in Fig. 1 the inductance L_X and the mutual inductance M_X are determined with the view to express simply the electromagnetic effects of the lightning current flowing almost totally in branch XX' . The inductance L_X corresponds to the magnetic flux comprised in the nearest loop $XX'Z'Z$ in cases A or $XX'Y'Y$ in cases B. The mutual inductance M_X corresponds to the flux comprised in the farther loop $YY'Z'Z$.

The evaluation of both L_X and M_X is easy, if the lightning current has an ideally straight and infinitely long vertical path, as shown in part I of Fig. 2, i. e. if the lightning touches vertically point X at the entrance

of the station. The lowest part of the vertical path, below point X' , is to be regarded as the image of the upper part — in a perfectly conducting earth. One may apply then formulas:

$$L_X = 0,2h \ln \frac{a_1}{r}, \quad (1)$$

$$M_X = 0,2h \ln \frac{a_2}{a_1}, \quad (2)$$

where:

r — real or equivalent radius of the current's path XX' ,
 h, a_1, a_2 — dimensions determined in Fig. 2,
 units — $\mu H, m$.

If the lightning channel touches the line conductor at considerable distance from point X , as is shown in part II of Fig. 2, then inductances L_X and M_X are evidently smaller than in case I (especially M_X). The lowest part of the current's path, below point X' , is to be regarded again as the image of the upper part — in a perfectly conducting earth. This case is not convenient for simple calculations.

Consequently, case III is added in Fig. 2, somewhat artificial (height of the line conductor markedly reduced), but convenient for simplest calculations and facilitating an approximate evaluation in case II. Namely, magnetic fluxes in loops $XX'Y'Y$ and $YY'Z'Z$ are in case III exactly two times smaller than in case I, since the horizontal line conductor on the left cannot contribute to these fluxes. Thus:

$$L_X = 0,1h \ln \frac{a_1}{r}, \quad (3)$$

$$M_X = 0,1h \ln \frac{a_2}{a_1}, \quad (4)$$

with the same notations as above in (1) and (2), but with two times smaller coefficients.

In case II, the inductances L_X and M_X are somewhere between the values found for cases I and III. Inductance L_X is most probably nearer formula (1), for instance with a coefficient 0,18. Mutual inductance M_X may be nearer formula (4), if the distance a_1 is relatively great; thus a coefficient about 0,12...0,15 may be chosen as a rough approximation.

In all cases represented in Fig. 2 an ideal earth is admitted, i. e. all complications in the grounding system are rejected from the evaluation of L_X and M_X . These complications are represented separately by constants L_{XZ} or L_{XY} , L_{YZ} , R_X , R_Y , R_Z in cases I of Fig. 1 and simply by R_X in cases II of Fig. 1. Evidently, this method does not reproduce strictly the complex effects of the magnetic fields.

Other mutual inductances, expressing the effects of relatively small currents in branches beyond the chief path of the lightning current, are disregarded in the present study. Furthermore, in cases II of Fig. 1, inductances of the separate grounding system on the right are neglected, as the currents there are very small compared with the lightning current and as these inductances are rather relatively small.

The above definition of inductance L_X is most convenient for the determination of voltage u_X along the path XZZ' in cases A or $XY Y'$ in cases B of Fig. 1, i. e. sum of voltages across branches L_S and ZZ' or YY' . In cases I, Fig. 1:

$$u_X = L_X \frac{di}{dt} + u_{XZ}, \quad (5)$$

in case A, or:

$$u_X = L_X \frac{di}{dt} + u_{XY}, \quad (6)$$

in case B. In cases II, both A and B;

$$u_X = L_X \frac{di}{dt} + R_X i. \quad (7)$$

Assuming a cosinusoidal front of the lightning current i gives from (7) the known formula:

$$u_{X \max} = \frac{1}{2} R_X i_{\max} + \sqrt{\frac{1}{4} R_X^2 i_{\max}^2 + L_X^2 \left(\frac{di}{dt} \right)_{\max}^2}. \quad (8)$$

With these different expressions for u_X in cases I and II of Fig. 1, common formulations for both cases may be found in the studies on the voltage phenomena inside the substation (paragraphes 5 and 6).

3. VOLTAGE DROPS IN THE GROUNDING SYSTEM

In a previous publication [3], inductive voltage drops in substation grounding systems were studied. Complicate circuits with numerous resistances and inductances were transformed step by step into equivalent simpler circuits. The three — resistance diagram, reproduced in Fig. 3, was adopted as a reasonable approximate simplification for mathematical analysis. Assuming an exponential front of the lightning current:

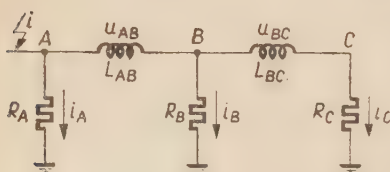


Fig. 3. Three — resistance diagram representing a grounding system.

Układ trójopornościowy przedstawiający sieć uziomową.

$$i = i_{\max} [1 - \exp(-t/T_f)]$$

and putting:

$$T = \frac{L_{AB}}{R_A + R_B}, \quad (9)$$

$$\frac{R_A}{R_B} = \frac{R_B}{R_C} = k, \quad (10)$$

$$\frac{L_{AB}}{L_{BC}} = m, \quad (11)$$

complicate solutions for the voltages u_{AB} , u_{BC} , u_{AC} were found and the most important results were written in a simple manner:

$$u_{AB\max} = R_A i_{\max} \varphi_{AB}, \quad (12)$$

$$u_{BC\max} = R_A i_{\max} \varphi_{BC}, \quad (13)$$

$$u_{AC\max} = R_A i_{\max} \varphi_{AC}, \quad (14)$$

where φ_{AB} , φ_{BC} , φ_{AC} — coefficients depending on the ratio T/T_f and on the parameters k , m .

Graphs of φ_{AB} , φ_{BC} , φ_{AC} versus T/T_f are reproduced in Fig. 4. The curves have nearly indications of the parameters k (left) and m (right). Curve 0 gives φ_{AB} for the two-resistance diagram, without farther elements L_{BC} and R_C . High values of k and m , for instance 2...5, correspond to a general tendency of resistances and inductances to decrease in a grounding grid with increasing distance from the point obtaining the lightning current. This decrease is often more pronounced for the resistances than for the inductances; values $k=5$, $m=2$ may be representative. Case $k=1$, $m=1$ corresponds to some grounding system rather scarce, not so wide and not so dense as an extensive grounding grid with numerous meshes.

Characteristics φ_{AB} in Fig. 4 show but a slight influence of parameters k and m . Moreover, curve 0 for the two-resistance diagram is not far from all the curves φ_{AB} for the three-resistance diagram. Thus elements L_{BC} , R_C do not affect markedly the value of the first inductive drop u_{AB} . They have however most influence on the second inductive drop u_{BC} , as graphs φ_{BC} in Fig. 4 indicate.

Relatively small values of φ_{BC} show that voltages u_{BC} are in circumstances comprised in Fig. 4 much lower than u_{AB} . The ratio $u_{BC\max}/u_{AB\max}$ is often between 0,15 and 0,3. Lower values appear especially with a greater parameter m .

One may render the highest voltage u_{AB} innocuous for the substation (for its insulation) by choosing an adequate disposition of the grounding system. Namely, part R_A , L_{AB} may be put away from the installations which would be endangered by higher inductive drops. In connection with the protection of the substation by diverter masts or shield wires,

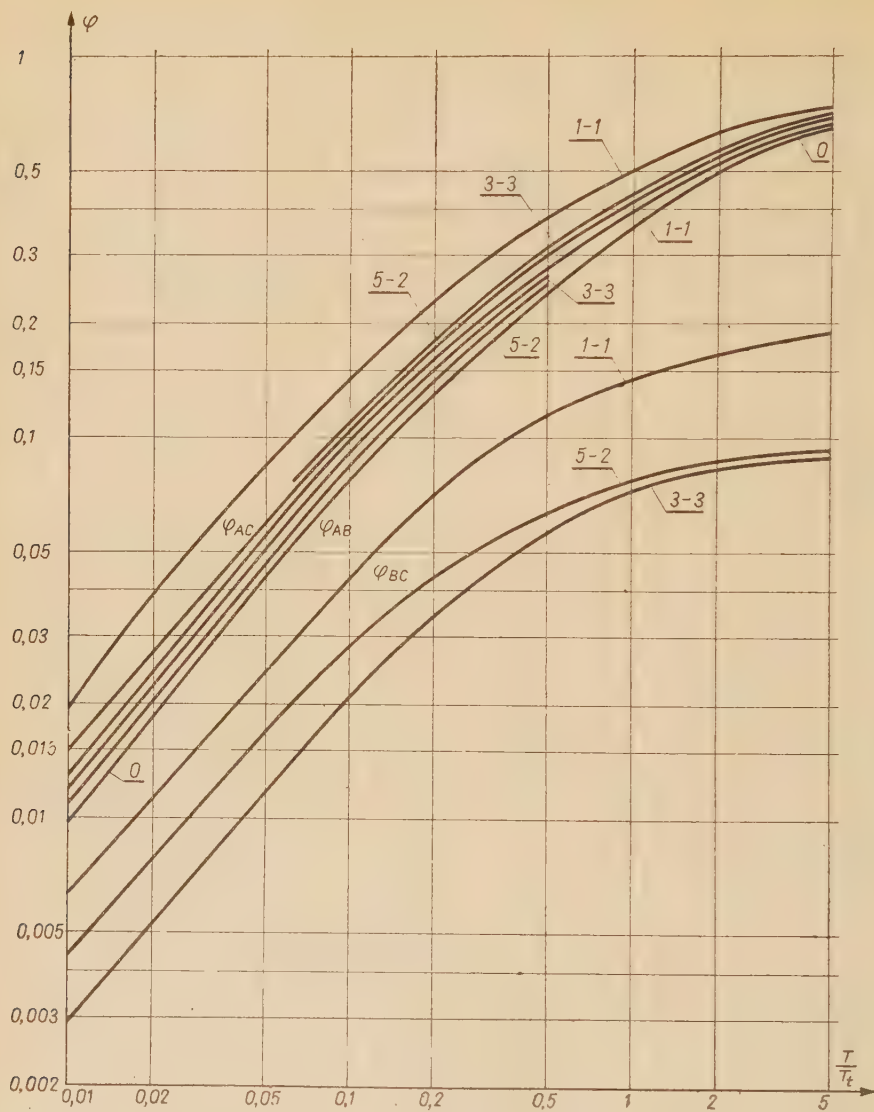


Fig. 4. Graphs of the coefficients φ_{AB} , φ_{BC} , φ_{AC} versus T/T_f . Double numbers near the curves indicate the parameters k (left) and m (right) in the three — resistance diagram. Curve 0 corresponds to the two — resistance diagram.

Charakterystyki współczynników φ_{AB} , φ_{BC} , φ_{AC} w funkcji T/T_f . Pary liczb obok krzywych oznaczają parametry k (na lewo) oraz m (na prawo) w układzie trójopornościowym. Krzywa 0 odpowiada układowi dwuopornościowemu.

such a geometric separation of point *A* (where the lightning current enters the grounding system) from the medium — voltage circuits may be necessary, as discussed in a previous study [3]. This system, called quasi-separate grounding, is more economic than the really separate grounds.

In connection with the protection systems comprising choke coils, the quasi-separate grounding may be also useful, especially in lower voltage classes. Namely, in cases I of Fig. 1, the relatively great inductance L_{AB} may be located as the inductance L_{XZ} or L_{XY} and the much smaller inductance L_{BC} may be identified with L_{YZ} . In such a way, voltage drop $u_{13}(=u_{BC})$ may be adequately limited for the substation's insulation, while the higher voltage u_{XZ} or $u_{XY}(=u_{AB})$ endangers only the special insulation of the choke coil.

However, this principle is not always indispensable. One could imagine that even negligible values u_{XZ} or u_{XY} and relatively high voltages $u_{13}(=u_{AB})$ would be acceptable in some instances, especially in higher voltage classes. Consequently, it is right to resign a general correspondence of points *A*, *B*, *C* in Fig. 3 and of points *X'*, *Y'*, *Z'* in Fig. 1, I.

4. DISCHARGE CURRENTS AND DAMPING EFFECTS OF THE LIGHTNING ARRESTERS

In type I circuits, with interconnected grounds and with one arrester per phase, as shown in Fig. 1, I, the discharge current in the lightning arrester i_Y is favorably limited thanks to the choke coil L_S and to the interconnection. As a rough approximation one may adopt the current resulting simply from the lightning current i and from the inductances of the two parallel branches $XX'Y'$ and $XY Y'$:

$$i_Y = i \frac{L_X + L_{XY}}{L_S + L_X + L_{XY}}, \quad (15)$$

in case *B*. In case *A*, L_Y is to be added in this formula to L_S and M_X is to be added to L_X , whereas L_{XY} is to be replaced by $(L_{XZ} + L_{YZ})$. With relatively great inductances L_S , formula (15) gives but slight fractions of the lightning current i .

Furthermore, the current i_Y may be markedly smaller than formula (15) indicates due to two effects. First, the discharge voltage u_Y across the arrester reduces the voltage active in L_S (and L_Y in case *A*). One may take account of this effect by adding an approximate factor to formula (15):

$$i_Y = i \frac{L_X + L_{XY}}{L_S + L_X + L_{XY}} \frac{u_X - u_Y}{u_X}, \quad (16)$$

in case B. In case A, components u_{d3} and $u_{d4} = M_X \frac{di}{dt}$ are to be added to the voltage u_X in formula (16). Secondly, resistance R_X , and in case A resistance R_Z too, diminishes the effect of the inductance L_{XY} or $(L_{XZ} + L_{YZ})$.

On the other hand, capacities of the substation may add some complications. Namely before the sparkover in the lightning arrester, a considerable current may be transmitted by L_S to the substation's capacity C_S . This depends chiefly on the impedance $\sqrt{L_S/C_S}$, which lies often about 1000 Ω (per phase) and determines currents up to about 1 kA. After the sparkover of the lightning arrester, the current goes over from C_S to the arrester in a relatively short time, giving a great rate of rise in the arrester.

Turning now to type II circuits, with separate grounds and with one arrester per phase, as shown in Fig. 1, II, one may determine the discharge current i_Y approximately as the result of the lightning current i and of the principal constants R_X , L_S , other resistances and inductances being of slight importance. Formulae from previous studies [1, p. 461—464] may be used:

$$i_{Y\max} = i_{\max} \cdot \varphi, \quad (17)$$

where:

φ — coefficient depending on the ratio T/T_t and represented graphically in Fig. 5,

T_t — time constant of the exponential tail of the lightning current,

$$i = i_{\max} \cdot \exp(-t/T_t),$$

$$T = \frac{L_S}{R_X}.$$

Real values of $i_{Y\max}$ may be somewhat lower thanks to the resistances of the lightning arrester and of the grounding on the substation's side. However, the limitation of i_Y is less efficacious than with interconnected grounds. Indeed, Fig. 5 indicates considerable difficulties in obtaining values of φ below 0,1 ... 0,2, while formula (15) proves that fractions of the lightning current markedly below 0,1 may be easily obtained.

However, this comparison is of no importance in connection with the insulation coordination. Phenomena responsible for the voltage crest on insulation evolve early before the crest $i_{Y\max}$ determined by (17).

Discharge currents in circuits with two arresters per phase may be analysed on the basis of the simplified diagram shown in Fig. 6. It corresponds to the case of interconnected grounds. The sum of the discharge currents, transmitted by L_S , may be expressed similarly to formula (15):

$$i_Y + i_W = i \cdot \frac{L_X + L_{XY}}{L_S + L_X + L_{XY}}. \quad (18)$$

The repartition of this moderate current between arresters Y and W may be markedly uneven. Some light may be thrown on these circumstances by writing the equation of the voltages along the loop YY'W'W:

$$u_W - u_Y = u_{\Delta 3} + u_{\Delta 4} - u_{\Delta 2}, \quad (19)$$

where:

$u_{\Delta 3}$ is the voltage drop across L_{YW} , determined in the studies on grounding systems (paragraphe 3),

$$u_{\Delta 4} = M_X \frac{di}{dt}, \quad (20)$$

$$u_{\Delta 2} = L_W \frac{di_W}{dt}. \quad (21)$$

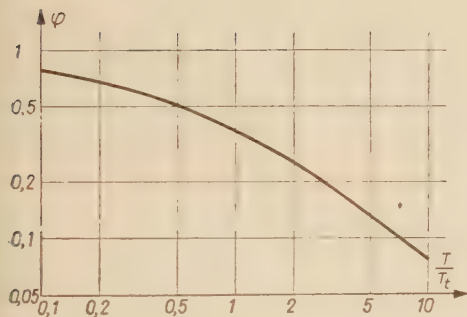


Fig. 5. Coefficient φ in formula (17) versus T/T_i .

Współczynnik φ do wzoru (17) w funkcji T/T_i .

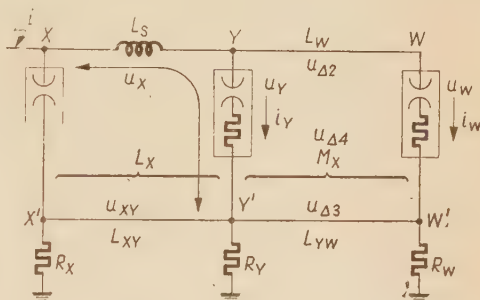


Fig. 6. Circuit with choke coil, two lightning arresters per phase and with inter-connected grounds.

Układ z dławikiem, z dwoma odgromnikami zaworowymi na fazę i z połączonymi uziemieniami.

Currents i_Y and i_W may have similar values, if the difference ($u_W - u_Y$) is relatively low, i. e. if the voltage drops $u_{\Delta 2}$, $u_{\Delta 3}$, $u_{\Delta 4}$ are passably small, or if the sum ($u_{\Delta 3} + u_{\Delta 4}$) is compensated by $u_{\Delta 2}$. Otherwise, a considerable difference ($u_W - u_Y$) determines a highly uneven repartition of the discharge currents. Namely, i_W is considerably greater than i_Y , if ($u_{\Delta 3} + u_{\Delta 4}$) is more important than $u_{\Delta 2}$.

Moreover, a reversal of voltage u_Y and of current i_Y could take place, if the voltage ($u_{\Delta 3} + u_{\Delta 4} - u_{\Delta 2}$) exceeded some high level, say about two times the arrester voltage. Then, current i_W could exceed, even markedly, the sum ($i_Y + i_W$).

With separate grounds and two lightning arresters per phase, the current $(i_Y + i_W)_{\max}$ corresponds approx. formula (17). The repartition of the currents i_Y and i_W could be analysed similarly as in the case of interconnected grounds, with the omission of component $u_{\Delta 3}$.

However, near the instant of the crest $(i_Y + i_W)_{\max}$, i. e. late after the front of current i , the voltages u_{A2} and u_{A4} are moderate as compared with u_Y , u_W . Consequently, considerable dangers are not to be feared in the reparation of the discharge currents.

Low values of the discharge current in the substation's arrester are favorable not only in connection with the discharge voltage, but also by virtue of the arrester's resistance R_Y . A greater resistance, corresponding to a smaller current i_Y , results in a stronger damping of the oscillations u_{A1} , which are analysed in paragraphs 5, 6 and 7. The chief constants of

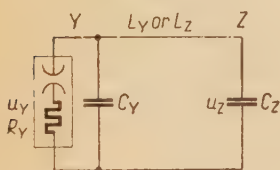


Fig. 7. Chief circuit of oscillations.

Główny obwód oscylacji.

the oscillating circuit with one lightning arrester are represented in Fig. 7. Inductance L_S of the choke coil is rather a barrier against oscillations and thus may be neglected in approximate studies.

If an ideally constant voltage u_Y is assumed during the oscillations caused by the arrester's sparkover, i. e. if resistance R_Y is neglected, then the oscillations may be expressed by approximate formula:

$$u_{A1} = u_{A1\max} \cdot \sin \left(\frac{t}{\sqrt{L_Z C_Z}} + \lambda \right), \quad (22)$$

with inductance L_Z for type B cases. Values of $u_{A1\max}$ and λ are analysed in paragraphs 5 and 6.

The resistance R_Y , which determines the damping, is the differential resistance:

$$R_Y = \frac{du_Y}{di_Y}, \quad (23)$$

smaller than the ratio u_Y/i_Y . If the characteristics of the arrester correspond to the formula:

$$u_Y = A \cdot i_Y^a, \quad (24)$$

where A and a are constants, then:

$$R_Y = a \frac{u_Y}{i_Y}. \quad (25)$$

Damping may be taken account of in a simple formula, if C_Y is negligible:

$$u_{A1} = u_{A1\max} \cdot \exp \left(-\frac{R_Y}{2L_Y} t \right) \cdot \sin \left(\frac{t}{\sqrt{L_Z C_Z}} + \lambda \right). \quad (26)$$

The damping factor k_d at the instant of the oscillation's crest:

$$t = \sqrt{L_Z C_Z} \left(\frac{\pi}{4} - \lambda \right),$$

corresponds to formula:

$$k_d = \exp \left[-\frac{R_Y}{2} \sqrt{\frac{C_Z}{L_Z}} \left(\frac{\pi}{4} - \lambda \right) \right]. \quad (27)$$

With a small value of the exponent, one may adopt the approximation:

$$k_d = 1 - \frac{R_Y}{2} \sqrt{\frac{C_Z}{L_Z}} \left(\frac{\pi}{4} - \lambda \right). \quad (28)$$

If account is taken of the capacity C_Y , a general analysis of the damping effect is much more complicate. However, it may be easily stated that a very great value C_Y would eliminate the damping of the oscillations. Consequently, with important values C_Y , somewhat less damping may be expected than expressed by formula (27).

Damping of oscillations u_{d1} is more pronounced in higher voltage classes. Indeed, resistances R_Y are markedly greater, while $\sqrt{C_Z/L_Z}$ does not descend to radically low values.

Formulae (24), (26) do not take into account the loop of the characteristic u_Y versus i_Y . Such a loop could be expressed by an additional inductance.

5. INSULATION COORDINATION IN FRONT OF THE ARRESTER

Circuits A in Fig. 1 illustrate the circumstances essential for the voltage processes across the insulation in front of the lightning arrester, i. e. nearer the line stricken by lightning. In order to determine this voltage u_Z during the current flow through the arrester, one may consider all voltage components around the circuit ZZ' Y' Y. A common equation may be written for both cases I and II in Fig. 1:

$$u_Z = u_Y + L_Y \frac{di_Y}{dt} - M_X \frac{di}{dt} - u_{d3}. \quad (29)$$

The inductance M_X corresponds to the magnetic flux produced in the loop ZZ' Y' Y by the current flowing in branch XX', i. e. approximately the lightning current i . The voltage drop u_{d3} across inductance L_{YZ} is analysed in the studies on extensive grounding systems (paragraph 3).

Current i_Y in branch ZY is the difference of the currents in branches XX and ZZ' and consequently:

$$\frac{di_Y}{dt} = \frac{u_X - u_Z}{L_S} - C_Z \frac{d^2 u_Z}{dt^2}. \quad (30)$$

Voltage u_X results from the magnetic flux produced by current i in the loop XX' Z' Z and from the voltage drop either u_{XZ} or $R_X i$ — in case I or II in Fig. 1, as formulated in paragraph 2, equations (5) and (7). Difference $(u_X - u_Z)$ is the voltage drop across the choke coil L_S .

Substituting (30) in (29) gives:

$$u_Z + L'_Y C_Z \frac{d^2 u_Z}{dt^2} = u_Y + u_{A2} - u_{A3} - u_{A4}, \quad (31)$$

where:

$$L'_Y = \frac{L_Y L_S}{L_S + L_Y} \quad (32)$$

(inductance slightly smaller than L_Y),

$$u_{A2} = \frac{L_Y}{L_S + L_Y} (u_X - u_Y + u_{A3} + u_{A4}), \quad (33)$$

$$u_{A4} = M_X \frac{di}{dt}. \quad (34)$$

Component u_{A4} results from the voltage distribution in the inductive divider L_S, L_Y and constitutes the portion across L_Y .

The oscillatory processes of u_Z may be easily determined from (31), if not only the voltage u_Y is assumed to have a constant value (ideal valve — type characteristic), but also the voltages u_X, u_{A2}, u_{A3} and u_{A4} vary but slowly as compared with the oscillations and thus may be considered as approximately constant. Then equation (31) gives:

$$u_Z = u_Y + u_{A1} + u_{A2} - u_{A3} - u_{A4}, \quad (35)$$

$$u_{A1} = u_{A1 \max} \cdot \sin \left(\frac{t}{\sqrt{L'_Y C_Z}} + \lambda \right). \quad (36)$$

Formula (35) contains four inductive voltage drops $u_{A1}, u_{A2}, u_{A3}, u_{A4}$. Components u_{A3} and u_{A4} were neglected in former publications and components u_{A1}, u_{A2} had slightly different formulations. Namely time constant $\sqrt{L'_Y C_Z}$ was written instead of $\sqrt{L_Y C_Z}$ and ratio L_Y/L_S instead of $L_Y/(L_S + L_Y)$.

Initial values $(du_Z/dt)_0$ and

$$u_{Z0} = u_Y + u_{A10} + u_{A2} - u_{A3} - u_{A4}$$

or

$$u_{A10} = u_{Z0} - u_Y - u_{A2} + u_{A3} + u_{A4},$$

at the instant of the sparkover in the arrester, determine the amplitude $u_{A1 \max}$ and the phase shift λ of the oscillation u_{A1} :

$$u_{A1 \max} = \sqrt{L'_Y C_Z \left(\frac{du_Z}{dt} \right)_0^2 + u_{A10}^2}, \quad (37)$$

$$\operatorname{tg} \lambda = \frac{u_{A10}}{\sqrt{L'_Y C_Z} \left(\frac{du_Z}{dt} \right)_0}. \quad (38)$$

If $C_Y \gg C_Z$, then the current transmitted through the choke coil L_S flows before the sparkover in the arrester almost totally to the capacity C_Y and the voltage drop across L_Y equals approximately the component u_{A2} (the potential divider L_S, L_Y acting then similarly as for u_{A2}):

$$u_{A10} + u_{A2} = u_{A2}, \quad u_{A10} = 0.$$

Consequently

$$u_{A1\max} = \sqrt{L_Y C_Z} \left(\frac{du_Z}{dt} \right)_0, \quad (39)$$

$$\lambda = 0.$$

If $C_Y \ll C_Z$, then the current transmitted through L_S flows before the sparkover of the arrester almost totally to C_Z and the voltage drop across L_Y is negligible. Thus

$$u_{A10} + u_{A2} = 0, \quad u_{A10} = -u_{A2},$$

$$u_{A1\max} = \sqrt{L_Y C_Z} \left(\frac{du_Z}{dt} \right)_0^2 + u_{A2}^2, \quad (40)$$

$$\operatorname{tg} \lambda = - \frac{u_{A2}}{\sqrt{L_Y C_Z} \left(\frac{du_Z}{dt} \right)_0}. \quad (41)$$

The former case, $C_Y \gg C_Z$, corresponds better to actual circumstances in substations than the latter. Thus formula (39) may be regarded as most representative.

Damping of the oscillations due to the resistance of the lightning arrester, circumstance eliminated in the above formulations by the assumption of a constant value u_Y , may be taken into account additionally. Assuming relatively weak current oscillations as compared with the total current i_Y , one may adopt formulas (23) and (24) for the differential resistance R_Y of the arrester and for the voltage u_Y . However, relatively complicated differential equations result for u_Z in circuits A of Fig. 1.

If $C_Y \gg C_Z$, then damping is relatively weak. Indeed, the capacity C_Y contributes strongly to render voltage u_Y constant. Mathematical analysis confirms this statement.

If $C_Y \ll C_Z$ and if the simplest oscillating circuit $C_Z - L_Y$ — arrester is considered, like in paragraph 4, i. e. if inductance L_S is neglected as factor of slight importance, then the damping effect may be determined approximately by formulas (27), (28). The damping factor k_d is to be introduced as additional multiplier into formula (39) or (40).

In intermediate cases, with some influence of C_Y , the damping factor k_d is somewhat nearer unity than indicated by formulae (27), (28). An approximate estimate seems to be acceptable.

Different signs of the components u_Y , u_{J1} , u_{J2} , u_{J3} and u_{J4} in formula (35) are a favorable feature. Namely some compensation of the components results in a rather moderate value u_Z . Especially components u_{J2} , u_{J3} and u_{J4} , proportional to di/dt or associated similarly with di/dt , may combine favorably. A preponderance of components u_{J3} , u_{J4} could even result in values u_Z below u_Y .

Crest value $u_{J1 \max}$ is considered most simply as adding to u_Y with the same sign. However, a relatively long time constant $\sqrt{L_Y C_Z}$ may determine a considerable shift between the crests and then component u_{J1} does not add markedly to the crest value of u_Z .

6. INSULATION COORDINATION BEHIND THE ARRESTER

Turning now to the two cases *B* in Fig. 1, where the insulation C_Z is located behind the lightning arresters, i. e. farther from the line stricken by lightning, one finds a common equation:

$$u_Z = u_Y - L_Z \frac{di_Z}{dt} + M_X \frac{di}{dt} + u_{J3}. \quad (42)$$

This differs from (29) by the signs of the three latter components.

Current i_Z is determined in a simple manner:

$$\frac{di_Z}{dt} = C_Z \frac{d^2 u_Z}{dt^2}. \quad (43)$$

Substituting (43) in (42) gives:

$$u_Z + L_Z C_Z \frac{d^2 u_Z}{dt^2} = u_Y + u_{J3} + u_{J4}, \quad (44)$$

where

$$u_{J4} = M_X \frac{di}{dt}, \quad (45)$$

u_{J3} is taken from the studies on grounding systems (paragraph 3).

Assuming again the voltages u_Y , u_{J3} , u_{J4} to be approximately constant (after the sparkover of the arrester), i. e. moderately variable as compared with the oscillations of u_Z , one finds the solution:

$$u_Z = u_Y + u_{J1} + u_{J3} + u_{J4},$$

$$u_{J1} = u_{J1 \max} \cdot \sin \left(\frac{t}{\sqrt{L_Z C_Z}} + \lambda \right). \quad (47)$$

Initial values $(du_z/dt)_0$ and

$$u_{z0} = u_Y + u_{A10} + u_{A3} + u_{A4}$$

or

$$u_{A10} = u_{z0} - u_Y - u_{A3} - u_{A4},$$

at the instant of the sparkover of the arrester, serve to determine the oscillatory component:

$$u_{A1\max} = \sqrt{L_Z C_Z \left(\frac{du_z}{dt} \right)_0^2 + u_{A10}^2} \quad (48)$$

$$\operatorname{tg} \lambda = \frac{u_{A10}}{\sqrt{L_Z C_Z \left(\frac{du_z}{dt} \right)_0}} \quad (49)$$

If $C_Y \ll C_Z$, then the current transmitted through the choke coil L_S flows before the arrester's sparkover almost totally to C_Y and the voltage drop across L_Y is negligible. Consequently

$$u_{A10} = 0, \quad \lambda = 0,$$

$$u_{A1\max} = \sqrt{L_Z C_Z \left(\frac{du_z}{dt} \right)_0} \quad (50)$$

If $C_Y \ll C_Z$, then the current transmitted through L_S flows before the sparkover in the arrester almost totally to C_Z and the voltage drop across L_Z results simply from the inductive divider L_S, L_Z :

$$u_{A10} = \frac{L_Z}{L_S} (u_X - u_Y). \quad (51)$$

This figure is to be put into formulas (48) and (49).

Actual circumstances in substations lie between these two extreme cases. Therefore formula (50) may be expected to give representative, slightly lowered results.

However, damping by the lightning arrester diminishes the crest value of u_{A1} . Under the restrictions discussed in paragraphs 4, 5 and neglecting the influence of L_S and C_Y on the oscillations u_{A1} , one may adopt approximate formulas (27), (28) for the damping factor k_d . This factor is to be added into equation (48) or (50). The influence of a great capacity C_Y results in a value of k_d nearer unity than determined by formulae (27), (28).

Positive signs of components u_{A3}, u_{A4} in equation (46) are a bad circumstance of type B circuits. These voltages may raise u_z markedly over u_Y . Component u_{A1} aggravates farther the danger for the insulation C_Z , if the time constant $\sqrt{L_Z C_Z}$ does not result in a considerable time shift between the crests.

Thus voltages $u_{\Delta 3}$ and $u_{\Delta 4}$ ought to be limited more radically in type B circuits than in type A circuits (paragraph 5). In order to obtain low values of $u_{\Delta 3}$, efficacious solutions of the grounding system may be chosen (paragraph 3). Low values of $u_{\Delta 4}$ require adequate distances between the branches of the circuit (paragraph 2).

7. INSULATION COORDINATION BETWEEN TWO ARRESTERS

The voltages appearing on the insulation between two lightning arresters may be studied on the basis of the diagram represented in Fig. 8,

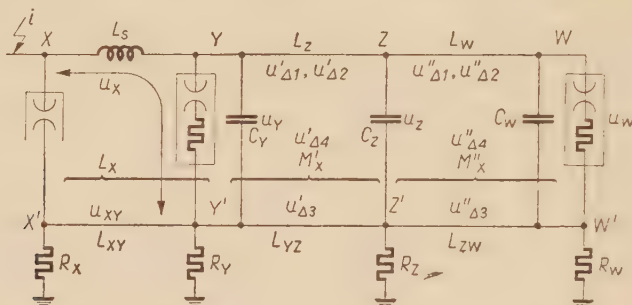


Fig. 8. Circuit with choke coil, two lightning arresters per phase and with interconnected grounds. Circumstances determining the insulation coordination at intermediate point Z.

Układ z dławikiem, z dwoma odgromnikami zaworowymi na fazę i z połączonymi uziemieniami. Warunki decydujące o koordynacji izolacji w pośrednim punkcie Z.

which corresponds to the case of interconnected grounds. As compared with the analysis of the discharge currents in the two arresters — in paragraph 4 (Fig. 6), the voltages $u_{\Delta 2}$, $u_{\Delta 3}$ and $u_{\Delta 4}$ are now divided by the intermediate point Z (insulation C_Z) into two portions each, namely:

$$u_{\Delta 2} = u'_{\Delta 2} + u''_{\Delta 2},$$

as determined by the inductances L_Z , L_W

$$u_{\Delta 3} = u'_{\Delta 3} + u''_{\Delta 3},$$

corresponding to the inductances L_{YZ} , L_{ZW} of the grounding system (paragraph 3),

$$u_{\Delta 4} = u'_{\Delta 4} + u''_{\Delta 4},$$

$$u'_{\Delta 4} = M'_X \frac{di}{dt}, \quad u''_{\Delta 4} = M''_X \frac{di}{dt}, \quad (52)$$

$$M_X = M'_X + M''_X,$$

with M'_X , M''_X determined similarly as in paragraph 2. Moreover, the circuit in Fig. 8 comprises the capacities C_Y , C_W and C_Z .

The voltage u_Z on the capacity C_Z may be expressed alternatively by two formulae, based on the analysis of the loop $YY'Z'Z$ or $WW'Z'Z$:

$$u_Z = u_Y + u'_{A1} - u'_{A2} + u'_{A3} + u'_{A4}, \quad (53)$$

$$u_Z = u_W + u''_{A1} + u''_{A2} - u''_{A3} - u''_{A4}. \quad (54)$$

In these formulae the signs of components u'_{A2} , u''_{A2} , u'_{A3} , u''_{A3} , u'_{A4} , u''_{A4} correspond to the rule that positive voltages result from potentials decreasing to the right and to the bottom of Fig. 8. The signs of components u'_{A1} , u''_{A1} correspond to the rule that these voltages add to u_Y and u_W with the same sign.

If the discharge voltages u_Y and u_W differ but moderately (paragraph 4), then the arresters Y and W may be regarded as acting parallelly in the circuit of oscillations. The resultant inductance of this circuit may be assumed consequently $L_Z L_W / (L_Z + L_W)$. Thus, one may write similarly to formulae (47), (48) and (49) the approximation:

$$u'_{A1} = u''_{A1} = u_{A1} = u_{A1 \max} \cdot \sin \left(\frac{t}{\sqrt{\frac{L_Z L_W}{L_Z + L_W} C_Z}} + \lambda \right), \quad (55)$$

$$u_{A1 \max} = \sqrt{\frac{L_Z L_W}{L_Z + L_W} C_Z \left(\frac{du_Z}{dt} \right)_0^2 + u_{A10}^2}, \quad (56)$$

$$\operatorname{tg} \lambda = \frac{u_{A10}}{\sqrt{\frac{L_Z L_W}{L_Z + L_W} C_Z \left(\frac{du_Z}{dt} \right)_0}}, \quad (57)$$

where u_{A10} and $(du_Z/dt)_0$ are values at the instant of the sparkover in the arresters.

Low values $L_Z L_W / (L_Z + L_W)$ and C_Z are most favorable circumstances, resulting in moderate voltages $u_{A1 \max}$. The damping factor k_d which is to be taken account of for more accurate calculations, results from the resistances of the two arresters and is consequently nearer unity than with a single arrester. The influence of the capacity ($C_Y + C_W$) on the damping factor corresponds to the discussion in paragraph 4.

In the case of separate grounds, the above discussion may be repeated, with the exception of components u_{A3} , u''_{A3} , which are to be omitted.

8. VOLTAGE ACROSS THE CHOKE COIL

The benefits of the choke coil for the insulation coordination inside the substation are obtained at the cost of relatively high voltages across the coil. Thus a very high impulse strength of the choke coil must be postulated, for instance about twice the normal basic impulse level or even more for medium voltage ratings, if a secure barrier against the lightning current is intended seriously. The determination of the voltages possible across the choke coil is of great importance.

In all cases represented in Fig. 1, the voltage u_X is most frequently the chief component of the voltage u_S across the coil L_S . Formulae (5), (6) and (7) may serve to determine u_X in cases I or II of Fig. 1. Addition of other components is often desirable and sometimes indispensable.

In cases *A* of Fig. 1, one may write somewhat similarly to the discussion in paragraph 5:

$$u_S = u_X - u_Y - u_{J1} - u_{J2} + u_{J3} + u_{J4}. \quad (58)$$

Taking account of the reversal of voltage drop u_{J1} by virtue of the oscillations, one may obtain the highest value of u_S . Components u_{J3} and u_{J4} increase the result of (58), while some reduction thanks to the component u_Y is obtained only if the crest $u_{Y\max}$ is not lagging considerably behind the crest $u_{X\max}$, i. e. if the substation's capacity C_S does not diminish markedly the rate of rise of voltages u_Y , u_Z .

In cases *B* of Fig. 1, one may write simply:

$$u_S = u_X - u_Y. \quad (59)$$

The possibility of a reduction of u_S thanks to u_Y must be considered again with caution. Indeed, not only the crests $u_{X\max}$ and $u_{Y\max}$ may present a great shift, but also a reversal of u_Y due to high components u_{J3} , u_{J4} and to a great capacity C_Z could cause an increase of $u_{S\max}$ over $u_{X\max}$. Under such circumstances the evaluation of u_S may be based on the approximate formula:

$$u_S = u_X + u_{J3} + u_{J4}. \quad (60)$$

9. LIGHTNING CURRENTS AND IMPULSE LEVELS

In the first calculations and model tests devoted to substations protected with choke coils and arresters, the lightning current was assumed to present values:

$$i_{\max} = 150 \text{ kA}, \quad (di/dt)_{\max} = 50 \text{ kA}/\mu\text{s},$$

considered as severe data. They resulted in a computed time of the front:

$$T_f = \frac{i_{\max}}{(di/dt)_{\max}} = 3 \mu\text{s}.$$

This figure is evidently much smaller, for instance 1.5...2 times, than the total time of the current's front.

In last years, some difficulties in the overhead lines led to the supposition that rates of rise considerably above 50 kA/ μ s are not exceptional. Some records obtained in Poland in 1959 seem to corroborate this opinion. Consequently, we adopt in the present calculations alternatively the pair of values:

$$i_{\max} = 150 \text{ kA}, \quad (di/dt)_{\max} = 100 \text{ kA}/\mu\text{s},$$

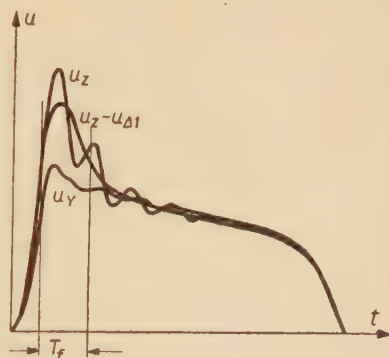
resulting in:

$$T_f = \frac{i_{\max}}{(di/dt)_{\max}} = 1.5 \mu\text{s}.$$

With these more severe lightning data, the requirements relative to the insulation coordination inside the substation (paragraphs 5, 6, 7) and to the insulation level of the choke coil (paragraph 8) get markedly more difficult, especially in the cases with interconnected grounds, when the inductive voltage drops are the most important voltage components. However, with a greater rate of rise $(di/dt)_{\max}$ and with a shorter time T_f , the times of the overvoltages in the substation and across the choke coil are shorter. Fig. 9 gives an idea of the voltage processes: u_Y across the

Fig. 9. Example of voltage processes: u_Y — across the lightning arrester, u_Z — across the insulation, $(u_Z - u_{A1})$ — after the subtraction of the oscillatory component u_{A1} .

Przykład przebiegów napięciowych: u_Y — na odgromniku zaworowym, u_Z — na izolacji, $(u_Z - u_{A1})$ — po odjęciu składowej oscylacyjnej u_{A1} .



arrester, u_Z across the insulation far from the arrester, $(u_Z - u_{A1})$ after the subtraction of the oscillatory component u_{A1} . With shorter times, the insulation strength is higher. Especially the impulse strength of wood in our actual choke coils increases considerably with decreasing time.

Even with longer lightning fronts, about $T_f = 3 \mu\text{s}$, the overvoltages are of short duration as compared with the normal wave 1 $\mu\text{s}/50 \mu\text{s}$ or 1.5 $\mu\text{s}/40 \mu\text{s}$, if still the interconnection of grounds is borne in mind. Thus an impulse level of the substation's insulation about 100% above the normal impulse level (basic level) may be assumed safely. A much greater surplus may be adopted for the wooden construction of the choke coil, for instance 50%.

The surplus about 10% in the impulse strength of the substation's insulation is a precious supplement to the coordination margin above the arrester voltage level. However, only a part of the margin ought to be devoted to cover the calculated difference ($u_{Z\max} - u_{Y\max}$), resulting from the inductive voltage drops. Most frequently, we are able to limit ($u_{Z\max} - u_{Y\max}$) below 50% of the margin between the basic level and the arrester level and to reserve the remaining 50% or more for the other margin components, for the most part variable and casual. The surplus of about 10% in the insulation strength constitutes then an additional reserve.

In rather exceptional cases, we agree with calculated results ($u_{Z\max} - u_{Y\max}$) approaching nearer the whole coordination margin determined up to the basic level. Then the surplus of about 10% remains to cover scarcely other margin components beyond the inductive voltage drops.

If the grounds at both sides of the choke coil were separate, then the voltage u_X would be of a much longer duration. Consequently, voltages u_Y , u_{J2} also would have longer times, resulting in a longer duration of the voltage u_Z across the insulation. However, components u_{J1} and u_{J4} might give in the curve of u_Z marked peaks of relatively short duration. Then an impulse insulation strength somewhat above the basic level could be taken into account.

10. COMPARISON OF CHOKE COILS WITH SHIELDING WIRES

Theoretical studies and basic calculations of model studies are more complicate for the protection system with choke coils (paragraphes 2—8) than for the system with shielding wire. Moreover, the calculations are evidently less accurate, especially in connection with the inductive voltage drops in the interconnected grounding systems. Thus greater coordination reserves must be postulated, in order to ensure a perfect protection.

Relatively simple and exact theoretical or model studies on protection systems comprising shielding wires are possible thanks to two circumstances. First, the grounds at two sides of the shielding wire (substation's grounding and line-side grounding) may be regarded as perfectly separate. Thus the lightning current furnished to a phase conductor beyond the screened zone does not produce important inductive voltage drops in the grounding system of the substation; component u_{J3} , the most difficult in the calculations, may be neglected. Secondly, the chief current path beyond the screened zone, i. e. lightning channel — phase conductor — grounding on the line side, is at a great distance from the substation. Consequently, the mutual-inductance effects and the component u_{J4} may be neglected.

The two components u_{J3} and u_{J4} , peculiarity of the system with choke coils and with interconnected grounds, may be considered as a bad aspect

of the coordination. However, different signs of the components u_{j1} , u_{j2} , u_{j3} , u_{j4} are frequently an extenuating circumstance. Detailed analysis of particular substations shows that a perfect coordination by means of choke coils and lightning arresters and with interconnected grounds is obtainable.

Some superiority of the shielding wire over the choke coils consists in the corona effects along the shielded zone, between the lightning stroke to the phase conductor and the substation. These effects diminish the steepness of the overvoltage wave and result in some reduction of the inductive voltage drops inside the substation. Longer shielding wires, say above 1000 m, are more efficacious in that respect.

Another opportune circumstance in the protective system with shielding wire is the effect of additional lines joining at the substation's bus. Additional lines improve radically the coordination inside the substation. Choke coils as inductive barriers seem to spoil the advantages of additional lines. However, time constants L/Z , resulting from the parameters of choke coils and lines, are relatively small, e. g. $1000 \mu\text{H}/500 \Omega = 2 \mu\text{s}$. Thus choke coils do not eliminate completely, but only reduce somewhat the desirable effects of additional lines.

Some inferiority of the shielding wire as compared with the system comprising choke coils and interconnected grounds may be seen in relatively great discharge currents in the lightning arresters inside the substation. These currents, resulting from numerous reflected waves, attain highest values in relatively long times, say of some $10 \dots 100 \mu\text{s}$, when the inductive voltage drops in the substation are no more as high as initially. Consequently, the great crest values of the discharge currents have but little importance in connection with the coordination.

The most important benefit of the choke coils consists in the good technical and economical possibilities of realization both for highest and for medium voltage ratings. On the contrary, the shielding wires are suitable only for highest voltage ratings; for medium voltages, below 110 kV, there are extremely great difficulties in an economical realization of a safe protection.

Thus choke coils are unrivalled for medium voltages, when the importance of the substations inclines to perfectly safe protection systems, non obtainable with lightning arresters alone. Interconnection of grounds on both sides of the choke coils seems to be most frequently suitable in spite of the difficulties outlined in paragraphes 3, 5, 6 and 7. The high insulation level of the choke coil is an important condition.

For highest voltage ratings, the shielding wires and the choke coils may be compared and the more economical solution may be adopted. Choke coils may be easily realized even for extra high voltage ratings.

BIBLIOGRAPHY

1. Szpor S. Arch. Elektr., 1956, p. 457.
2. Szpor S. CIGRE 1958, r. 316.
3. Szpor S. Arch. Elektr., 1959, p. 369.

ПРИНЦИПЫ ЗАЩИТЫ СТАНЦИИ ОТ АТМОСФЕРНЫХ ПЕРЕНАПРЯЖЕНИЙ ДРОССЕЛЯМИ — II

Статья является продолжением теоретических рассуждений схем защиты станции с дросселями от атмосферных перенапряжений. Рассматриваются случаи совместных и отдельных заземлений обоих концов дросселя, хотя разделение заземлений признается, в конце концов, лишним даже для более низких рабочих напряжений. В случае совместных заземлений учитываются индуктивные падения напряжения в заземлительном контуре, на основе предыдущей работы. В связи с координацией изоляции различается четыре индуктивных падений напряжения: кроме рассматриваемых ранее двух составляющих, связанных с индуктивностями высоковольтных проводов, а именно осцилляционной u_{d1} и неосцилляционной u_{d2} , еще составляющую в заземлении u_{d3} и составляющую от взаимной индуктивности u_{d4} .

Дается анализ величин импульсных токов, протекающих в вентильном разряднике при разных условиях и подтверждается пользы вытекающие из соединения заземлений. Затем оговаривается затухание осцилляционной составляющей u_{d1} действием этих разрядников. Дальнейшие рассуждения касаются координации изоляции перед и за вентильным разрядником. Алгебраические знаки отдельных составляющих напряжений являются причиной того, что большие затруднения с координацией выступают, вернее, за вентильным разрядником. Рассматривается тоже совместную работу двух разрядников в одной фазе и координацию изоляции в промежуточной, между ними, точке. Результатом анализа величины напряжения, выступающего между концами дросселя являются большие требования импульсной прочности изоляции дросселя.

Результаты расчетов зависят, в значительной степени, от параметров молнии, на счет которых выдвигается в последнее время сомнения. В предыдущих расчетах защиты станции с дросселями от атмосферных перенапряжений находятся величины тока молнии 150 кА и крутизны 50 кА/мксек. В последних работах принимается, как временное постановление, 150 кА и 100 кА/мксек. Запас между уровнем разрядников, а основным уровнем изоляции только частично, до 50%, предназначается на индуктивные падения напряжения. Остаток охватывает иные различные составляющие. Добавочный запас, около 10% основного уровня изоляции, следует из того, что при относительно коротких временах воздействия наиболее высокие перенапряжения, импульсная прочность изоляции выше основного уровня.

Сравнение дросселей с защитным воздушным подходом ведет к выводу, что дроссели несомненно оказывают превосходство над подходом, для средних рабочих напряжений, ниже 110 кВ. Для сверхвысоких напряжений оба решения пригодны к анализу, который выдвинет одно из них, как наиболее экономическое.

ZASADY UKŁADÓW OCHRONY ODGROMOWEJ STACYJNEJ Z DŁAWIKAMI — II

W Zakładzie Wysokich Napięć Politechniki Gdańskiej prowadzi się od roku 1954 prace nad dławikami przeciwprzepięciowymi, stosowanymi do ochrony odgromowej stacyjnej zamiast osłony podejścia przewodem odgromowym — jako uzupełnienie odgromników zaworowych. Publikacja z roku 1956 [1] przedstawia podstawy teoretyczne przy dość zawężonych i znacznie uproszczonych założeniach, a zwłaszcza przy założeniu wspólnego uziemienia po obu stronach dławików i przy pominięciu spadków napięciowych indukcyjnych w rozległym uziemieniu stacyjnym. Referat na MKWSE w roku 1958 [2] powtarza te najprostsze sformułowania matematyczne, ale wskazuje też potrzebę wzięcia w rachubę komplikacji związanych z uziemieniami. Niniejszy artykuł rozszerza rozważania teoretyczne w tym właśnie kierunku oraz wprowadza dodatkowy czynnik w postaci indukcyjności wzajemnej.

W części I rys. 1 są przedstawione dwa proste układy A i B , z jednym odgromnikiem zaworowym na fazę i z połączonymi uziemieniami po dwóch stronach dławika L_S . We wspólnej sieci uziemieniowej są wydzielone indukcyjności L_{XZ} lub L_{XY} i L_{YZ} oraz oporności R_X , R_Y i R_Z . Indukcyjność L_{YZ} wewnątrz stacji ma bezpośrednie znaczenie dla koordynacji izolacji; mianowicie spadek indukcyjny u_{A3} na L_{YZ} wchodzi w grę jako jeden ze składników napięcia u_Z na izolacji C_Z . Pominięcie spadków indukcyjnych w sieci uziemieniowej [1, 2] odpowiada na rys. 1 szczególnemu przypadkowi $L_{XZ}=0$ lub $L_{XY}=0$ oraz $L_{YZ}=0$.

Przypadki A i B różnią się położeniem odgromnika zaworowego, dalej lub bliżej dławika L_S , podobnie jak w poprzednich studiach [1, 2]. W obu układach pojemności stacyjne są przedstawione w dwóch częściach, C_Y koło odgromnika zaworowego i C_Z daleko od niego. Skupienie całej pojemności w znacznej odległości od tego odgromnika, rozpatrywane dawniej jako najprostsza okoliczność, można uważać w niniejszym opracowaniu za szczególny przypadek $C_Y=0$.

W części II rys. 1 są przedstawione dwa układy z oddzielnymi uziemieniami po dwóch stronach dławika L_S . Rozdzielenie uziemień usuwa prawie doskonale spadki napięciowe indukcyjne w sieci uziemieniowej wewnątrz stacji, ale jest kłopotliwe i kosztowne. W dotychczasowych opracowaniach ochrony odgromowej z dławikami dla różnych stacyj nie ma ani jednego przykładu konieczności rozdzielenia uziemień. Niemniej przypadek oddzielnych uziemień włączamy do rozważań, ażeby dać podstawy do ewentualnych zastosowań — głównie z myślą o niższych napięciach znamionowych.

We wszystkich układach przedstawionych na rys. 1 indukcyjność L_X oraz indukcyjność wzajemna M_X określają w sposób prosty działanie elektromagnetyczne prądu piorunowego, który płynie prawie całkowicie w gałęzi XX' . Indukcyjność L_X odpowiada strumieniowi magnetycznemu objętemu w najbliższym prostokącie $XX'Z'Z$ w przypadkach A lub $XX'Y'Y$ w przypadkach B . Indukcyjność wzajemna M_X odpowiada zaś strumieniowi magnetycznemu przechodzącemu przez prostokąt $YY'Z'Z$. Indukcyjność ta, nawet stosunkowo niewielka, może zagrażać koordynacji izolacji, gdyż daje wewnątrz stacji napięcie u_{A4} nakładające się na napięcie odgromnikowe u_Y .

Określenie indukcyjności L_X i M_X jest bardzo łatwe, jeżeli prąd piorunowy ma prostoliniową, pionową, bardzo długą drogę, jak to jest przedstawione w części I rys. 2. Najniższą część tej drogi, poniżej punktu X' , należy uważać za odbicie

zwierciadlane, w doskonale przewodzącej ziemi. W przypadku tym można zastosować wzory

$$L_X = 0,2 h \ln \frac{a_1}{r}, \quad (1)$$

$$M_X = 0,2 h \ln \frac{a_2}{a_1}, \quad (2)$$

gdzie

r — rzeczywisty lub równoważny promień drogi prądowej XX' ,
 h , a_1 , a_2 — wymiary określone na rys. 2,
 jednostki — μH , m.

Odsunięcie kanału piorunowego od punktu X , przedstawione w części II rys. 2, daje korzystne zmniejszenie indukcyjności L_X , a zwłaszcza M_X . Układ ten nie pozwala na najprostsze sformułowania matematyczne. Dlatego przechodzimy do układu III na rys. 2, jeszcze korzystniejszego, trochę sztucznego, ale dającego łatwo proste wzory — wobec tego, że strumienie magnetyczne dla L_X i M_X są tutaj dokładnie dwa razy mniejsze niż w układzie I,

$$L_X = 0,1 h \ln \frac{a_1}{r}, \quad (3)$$

$$M_X = 0,1 h \ln \frac{a_2}{a_1}. \quad (4)$$

W przypadku II można przyjmować współczynniki pośrednie między 0.1 a 0.2, dla L_X raczej bliższe 0.2 (na przykład 0.18), dla M_X mniejsze (na przykład 0.12...0.15).

Przyjęte określenie indukcyjności L_X jest dogodnie dla wyznaczenia napięcia u_X wzdłuż drogi XZZ' w przypadkach *A* lub XYX' w przypadkach *B* na rys. 1, tj. sumy napięć w gałęziach L_S oraz ZZ' lub YY' . Dla przypadku I, *A*

$$u_X = L_X \frac{di}{dt} + u_{XZ}, \quad (5)$$

dla przypadku I, *B*

$$u_X = L_X \frac{di}{dt} + u_{XY}, \quad (6)$$

a dla obu układów II, *A* i *B*

$$u_X = L_X \frac{di}{dt} + R_X i. \quad (7)$$

Zakładając kosinusoidalne czoło prądu piorunowego i można przejść od zależności (7) do znanego wzoru

$$u_{X\max} = \frac{1}{2} R_X i_{\max} + \sqrt{\frac{1}{4} R_X^2 i_{\max}^2 + L_X^2 \left(\frac{di}{dt} \right)_{\max}^2}. \quad (8)$$

Ujęcie matematyczne spadków napięciowych indukcyjnych wewnątrz sieci uziemieniowej stacyjnej można przyjąć według poprzedniej publikacji [3]. Ujęcie to jest związane z układem trójopornościowym przedstawionym na rys. 3. Przyjmując najprostsze wyrażenie wykładnicze dla czoła prądu piorunowego i , ze stałą czasową T_f , oraz oznaczenia

$$T = \frac{L_{AB}}{R_A + R_B}, \quad (9)$$

$$k = \frac{R_A}{R_B} = \frac{R_B}{R_C}, \quad (10)$$

$$m = \frac{L_{AB}}{L_{BC}}, \quad (11)$$

otrzymuje się rozwiązania w ostatecznej postaci

$$u_{AB\max} = R_A i_{\max} \varphi_{AB}, \quad (12)$$

$$u_{BC\max} = R_A i_{\max} \varphi_{BC}, \quad (13)$$

$$u_{AC\max} = R_A i_{\max} \varphi_{AC}, \quad (14)$$

ze współczynnikami φ_{AB} , φ_{BC} , φ_{AC} zależnymi od stosunku T/T_f i od parametrów k , m .

Na rysunku 4 są przedstawione wykresy współczynników φ_{AB} , φ_{BC} , φ_{AC} w zależności od stosunku T/T_f . Liczby obok poszczególnych krzywych wskazują parametry k (na lewo) i m (na prawo). Charakterystyka 0 odpowiada układowi dwuopornościowemu, bez dalszych członów L_{BC} oraz R_C . Znaczne wartości k , m odpowiadają ogólnej skłonności rozległych i gęstych sieci uziomowych do mniejszych oporności i mniejszych indukcyjności na większych odległościach od miejsca doprowadzenia prądu piorunowego. Skłonność ta jest często wyraźniejsza po stronie oporności niż po stronie indukcyjności; odpowiada temu para wartości $k=5$, $m=2$. Przypadek $k=1$, $m=1$ może wchodzić w grę, jeżeli układ uziomowy jest stosunkowo ubogi.

Charakterystyki φ_{AB} wykazują tylko niewielki wpływ parametrów k , m oraz niewielką różnicę między układami trójopornościowym i dwuopornościowym. Człony L_{BC} , R_C nie mają więc wielkiego znaczenia dla pierwszego spadku indukcyjnego u_{AB} . Wywierają one natomiast wielki wpływ na drugi spadek indukcyjny u_{BC} , jak wskazują charakterystyki φ_{BC} .

Porównanie wartości φ_{AB} , φ_{BC} na rys. 4 prowadzi do wniosku, że w warunkach objętych tym wykresem stosunek $u_{BC\max}/u_{AB\max}$ wynosi często od 0,15 do 0,3. Wynikają stąd bardzo korzystne możliwości rozwiązania nazwanego uziemieniami niby-oddzielnymi, z wyrzuceniem największego spadku u_{AB} poza wewnętrzny obszar stacji, w którym należy zapewnić koordynację izolacji, a dopuszczenie w tym obszarze tylko stosunkowo niewielkiego spadku u_{BC} . W przypadku tym stosunkowo wielka indukcyjność L_{AB} , rozgradzająca niby-oddzielne części systemu uziomowego, odpowiada gałęzi L_{AX} lub L_X na rys. 1, I, a znacznie mniejsza indukcyjność L_{BC} jest umiejscowiona w gałęzi L_{YZ} . uziemień jest szczególnie Zasada niby-oddzielnych użyteczna przy niższych napięciach znamionowych (na przykład 15 kV i 30 kV), pozwalając uniknąć kosztów i trudności związanych z uziemieniami oddzielnymi.

Jednakże uciekanie się do zasady niby-oddzielnych uziemień może być zbyt niebezpieczne w niektórych stacjach, zwłaszcza na wyższe napięcia (na przykład 110 kV). Mianowicie umiejscowienie największej indukcyjności uziemieniowej L_{AB} wewnątrz stacji, jako L_{YZ} na rys. 1, I, może dać umiarkowany spadek napięciowy $u_{A3}(=u_{AB})$, niezbyt groźny dla koordynacji izolacji. Różne oznaczenia punktów A , B , C na rys. 3, związanym ze sformułowaniami od (9) do (14), oraz punktów X' , Y' , Z' na rys. 1, I są uzasadnione możliwością tych różnych wariantów.

Pożyteczne ograniczanie prądu wyladowczego i_T w odgromniku zaworowym przez dławik L_S przy połączonych uziemieniach, tj. w przypadkach I na rys. 1, można wyrazić bardzo prosto biorąc w rachubę tylko

indukcyjności dwóch gałęzi równoległych $XX'Y'$ i $XY Y'$. W przypadku I, B otrzymuje się trochę prostszy wzór

$$i_Y = i \frac{L_X + L_{XY}}{L_S + L_X + L_{XY}}. \quad (15)$$

W przypadku I, A wypada dodać w tym wzorze L_Y do L_X , ponadto dodać M_X do L_X , a L_{XY} zastąpić przez $(L_{XZ} + L_{YZ})$. Stosunkowo duża wartość L_S ogranicza i_Y do niewielkiego ułamka prądu piorunowego i .

Prąd i_Y może być wyraźnie mniejszy, niż wynika z wzoru przybliżonego (15), który pomija dwie okoliczności łagodzące. Pierwszą jest spadek napięciowy u_Y na odgromniku zaworowym, brany w rachubę przez prymitywne uzupełnienie wzoru (15), na przykład dla przypadku I, B

$$i_Y = i \frac{L_X + L_{XY}}{L_S + L_X + L_{XY}} \frac{u_X - u_Y}{u_X}. \quad (16)$$

Drugą okolicznością łagodzącą jest to, że oporność R_X , a w przypadku A również R_Z , ogranicza rolę indukcyjności L_{XY} lub $(L_{XZ} + L_{YZ})$.

Komplikacje prądowe wynikają z pojemności stacyjnych C_S , które przed zapłonem odgromnika zaworowego pobierają znaczny prąd poprzez indukcyjność L_S , o czym decyduje w znacznej mierze wartość $\sqrt{L_S C_S}$. Po zapłonie w odgromniku zaworowym prąd zostaje w krótkim czasie przerzucony z pojemności C_S do odgromnika, skąd wynika znaczna stromość wzrostu prądu w odgromniku.

Przy oddzielnych uziemieniach, tj. w przypadkach II na rys. 1, ograniczanie prądu wyładowczego i_Y można wyrazić na podstawie dawnych studiów [1, str. 461—464] według prostego wzoru

$$i_{Y\max} = i_{\max} \varphi, \quad (17)$$

gdzie

φ — współczynnik zależny od stosunku T/T_i , a przedstawiony wykreślnie na rys. 5,

T_i — stała czasowa wykładniczego grzbietu prądu i ,

$T = L_S/R_X$.

Rzeczywista wartość $i_{Y\max}$ może być trochę mniejsza niż według tego wzoru dzięki opornościom odgromnika zaworowego i uziemienia stacyjnego, pominiętym w wyprowadzeniu wzoru. Jednakże ograniczanie prądu i_Y jest w tym przypadku mniej skuteczne niż przy połączonych uziemieniach. Nie ma to wielkiego znaczenia dla koordynacji izolacji, gdyż zjawiska decydujące o wierchołku napięcia na izolacji rozgrywają się stosunkowo wcześniej, przed wystąpieniem wartości szczytowej $i_{Y\max}$ określonej według wzoru (17).

W przypadku dwóch odgromników na fazę rozważania nad prądami wyładowczymi opieramy na schemacie uproszczonym według rys. 6, z połączonymi uziemieniami. Sumę prądów wyładowczych, przedostających się poprzez dławik L_S , można wyrazić podobnie do wzoru (15)

$$i_Y + i_W = i \frac{L_X + L_{XY}}{L_S + L_X + L_{XY}}. \quad (18)$$

Podział tego umiarkowanego prądu między odgromniki Y, W może być bardzo nierówny, co wynika z zależności napięć wzdłuż obwodu $YY'W'W$

$$u_W - u_Y = u_{A3} + u_{A4} - u_{A2}, \quad (19)$$

gdzie

u_{d3} — spadek napięciowy na L_{YW} , ze studiów nad uziemieniami,

$$u_{d4} = M_X \frac{di}{dt}, \quad (20)$$

$$u_{d2} = L_{YW} \frac{di_{YW}}{dt}. \quad (21)$$

Wartości i_Y oraz i_{YW} mogą być podobne, jeżeli różnica ($u_W - u_Y$) jest stosunkowo mała, tj. jeżeli spadki napięciowe u_{d2} , u_{d3} , u_{d4} są dostatecznie małe, lub jeżeli suma ($u_{d3} + u_{d4}$) jest kompensowana przez u_{d2} . W przeciwnym razie rozkład prądów wyładowczych jest wyraźnie nierówny. Mogłoby nawet zdarzyć się, że jeden z prądów wyładowczych byłby większy od sumy ($i_Y + i_{YW}$), a drugi odgromnik otrzymywałby prąd o znaku przeciwnym.

Małe prądy wyładowcze w odgromnikach zaworowych są korzystne nie tylko w związku z ograniczaniem przepięć na samych odgromnikach, lecz również w związku z tłumieniem oscylacji spiętrzających wyższe przepięcia na izolacji. Większa oporność odgromnika R_Y — przy mniejszym prądzie wyładowczym — zapewnia silniejsze tłumienie oscylacji. Najważniejsze dla oscylacji elementy układu są przedstawione na rys. 7. Bez tłumienia, przy stałej wartości u_Y po zapłonie w odgromniku, tj. przy pomijalnej oporności R_Y , oscylacje pozapłonne odpowiadałyby wzorowi przybliżonemu

$$u_{d1} = u_{d1 \max} \cdot \sin \left(\frac{t}{\sqrt{L_Z C_Z}} + \lambda \right), \quad (22)$$

z indukcyjnością L_Z dla przypadków typu B. Tłumienie jest związane z opornością różniczkową:

$$R_Y = \frac{du_Y}{di_Y}, \quad (23)$$

mniejszą od stosunku u_Y/i_Y . Jeżeli charakterystyka odgromnika odpowiada wzorowi

$$u_Y = A \cdot i_Y^\alpha, \quad (24)$$

gdzie A , α — stałe, to

$$R_Y = \alpha \frac{u_Y}{i_Y}. \quad (25)$$

Jeżeli pojemność C , jest pomijalna, to tłumienie oscylacji można wyrazić według prostego wzoru

$$u_{d1} = u_{d1 \max} \cdot \exp \left(-\frac{R_Y}{2L_Y} t \right) \cdot \sin \left(\frac{t}{\sqrt{L_Z C_Z}} + \lambda \right). \quad (26)$$

Współczynnik tłumienia k_d w chwili wierzchołka oscylacji

$$t = \sqrt{L_Z C_Z} \left(\frac{\pi}{4} - \lambda \right),$$

odpowiada wzorowi

$$k_d = \exp \left[-\frac{R_Y}{2} \sqrt{\frac{C_Z}{L_Z}} \left(\frac{\pi}{4} - \lambda \right) \right]. \quad (27)$$

Przy małej wartości wykładnika można przejść do wzoru przybliżonego

$$k_d = 1 - \frac{R_Y}{2} \sqrt{\frac{C_Z}{L_Z}} \left(\frac{\pi}{4} - \lambda \right). \quad (28)$$

Wzięcie w rachubę pojemności C_Y komplikuje znacznie sformułowania matematyczne. Bez balastu matematycznego można łatwo stwierdzić, że nieograniczone zwiększanie pojemności C_Y doprowadziłoby do całkowitej eliminacji tłumienia oscylacyj. Dlatego przy znacznych wartościach C_Y można przewidywać trochę słabsze tłumienie niż według wzorów (26), (27), (28).

Sformułowania (24), (26) pomijają ewentualną pętlę charakterystyki u_Y w funkcji i_Y . Taką pętlę można by ująć w rozważaniach nad oscylacjami wprowadzając dodatkową indukcyjność.

Jako podstawę rozważań nad koordynacją izolacji przed odgromnikiem zaworowym, tj. bliżej linii uderzonej przez piorun, przyjmujemy układy uproszczone A na rys. 1. Napięcie u_Z na izolacji C_Z można wyrazić w obu przypadkach I, A i II, A według wspólnego wzoru, biorąc w rachubę wszystkie napięcia składowe w obwodzie ZZ' Y' Y.

$$u_Z = u_Y + L_Y \frac{di_Y}{dt} - M_X \frac{di}{dt} - u_{A3}. \quad (29)$$

Prąd i_Y w gałęzi ZY można określić jako różnicę prądów w gałęziach XZ oraz ZZ'

$$\frac{di_Y}{dt} = \frac{u_X - u_Z}{L_S} - C_Z \frac{d^2 u_Z}{dt^2}, \quad (30)$$

gdzie

u_X — napięcie określone według wzoru (5) lub (7),

$(u_X - u_Z)$ — napięcie między końcami dławika L_S .

Podstawienie (30) we wzorze (29) daje

$$u_Z + L'_Y C_Z \frac{d^2 u_Z}{dt^2} = u_Y + u_{A2} - u_{A3} - u_{A4}, \quad (31)$$

gdzie

$$L'_Y = \frac{L_Y L_S}{L_S + L_Y}, \quad (32)$$

$$u_{A2} = \frac{L_Y}{L_S + L_Y} (u_X - u_Y + u_{A3} + u_{A4}), \quad (33)$$

$$u_{A4} = M_X \frac{di}{dt}. \quad (34)$$

Składowa u_{A2} wynika z rozkładu napięciowego w dzielniku indukcyjnościowym L_S, L_Y .

Oscylacje napięcia u_Z można określić na podstawie równania (31) w sposób prosty przyjmując, że nie tylko napięcie u_Y zachowuje stałą wartość (idealna charakterystyka zaworowa), lecz również napięcia u_X, u_{A2}, u_{A3} i u_{A4} zmieniają się tylko powoli w porównaniu z oscylacjami i dlatego mogą być traktowane w przybliżeniu jako stałe. Otrzymuje się

$$u_Z = u_Y + u_{A1} + u_{A2} - u_{A3} - u_{A4}, \quad (35)$$

$$u_{d1} = u_{d1 \max} \cdot \sin \left(\frac{t}{\sqrt{L'_Y C_Z}} + \lambda \right). \quad (36)$$

Wzór (35) zawiera cztery spadki indukcyjne u_{d1} , u_{d2} , u_{d3} , u_{d4} . Składowe u_{d3} , u_{d4} były pomijane w poprzednich publikacjach, a składowe u_{d1} , u_{d2} miały cokolwiek inne sformułowania (różnice bez wielkiego znaczenia).

Wartości początkowe w chwili zapłonu w odporniku zaworowym, $(du_Z/dt)_0$ oraz

$$u_{d10} = u_Y + u_{d10} + u_{d2} - u_{d3} - u_{d4},$$

lub

$$u_{d10} = u_{d0} - u_Y - u_{d2} + u_{d3} + u_{d4},$$

określają amplitudę $u_{d1 \max}$ i przesunięcie fazowe λ

$$u_{d1 \max} = \sqrt{L'_Y C_Z \left(\frac{du_Z}{dt} \right)_0^2 + u_{d10}^2}, \quad (37)$$

$$\operatorname{tg} \lambda = \frac{u_{d10}}{\sqrt{L'_Y C_Z} \left(\frac{du_Z}{dt} \right)_0}. \quad (38)$$

Jeżeli $C_Y \gg C_Z$, to prąd przepuszczany przez dławik L_S płynie przed zapłonem odgromnika prawie całkowicie do pojemności C_Y , skąd wynika spadek napięciowy na L_Y zbliżony do u_{d2} , a więc w przybliżeniu

$$\begin{aligned} u_{d10} + u_{d2} &= u_{d2}, \quad u_{d10} = 0, \\ u_{d1 \max} &= \sqrt{L'_Y C_Z} \left(\frac{du_Z}{dt} \right)_0, \\ \lambda &= 0. \end{aligned} \quad (39)$$

Jeżeli $C_Y \ll C_Z$, to prąd przepuszczany przez L_S przed zapłonem odgromnika płynie prawie w całości do C_Z , skąd wynika pomijalny spadek napięciowy na L_Y ,

$$\begin{aligned} u_{d10} + u_{d2} &= 0, \quad u_{d10} = -u_{d2}, \\ u_{d1 \max} &= \sqrt{L'_Y C_Z \left(\frac{du_Z}{dt} \right)_0^2 + u_{d2}^2}, \\ \operatorname{tg} \lambda &= -\frac{u_{d2}}{\sqrt{L'_Y C_Z} \left(\frac{du_Z}{dt} \right)_0}. \end{aligned} \quad (40)$$

$$(41)$$

Tłumienie oscylacji u_{d1} , pominięte we wzorach (36), (37), (39), (40) można wziąć w rachubę dodatkowo, opierając się na sformułowaniach (26), (27), (28) i na dyskusji przeprowadzonej w związku z nimi.

Różne znaki składowych napięciowych we wzorze (35) są korzystną okolicznością, gdyż sprzyjają umiarkowanemu wynikowi u_Z . Zwłaszcza składowe u_{d2} , u_{d3} i u_{d4} proporcjonalne do pochodnej di/dt lub związane z nią podobnie, mogą kompensować się dobrze. Przewaga u_{d3} , u_{d4} nad u_{d2} mogłaby nawet prowadzić do wartości u_Z poniżej u_Y .

Przechodząc do koordynacji izolacji za odgromnikiem zaworowym, tj. dalej od linii uderzonej przez piorun, przyjmujemy jako podstawę

rozważań układy B na rys. 1. W obu przypadkach I, B i II, B można przyjąć wspólną zależność

$$u_Z = u_Y - L_Z \frac{di_Z}{dt} + M_X \frac{di}{dt} + u_{A3}. \quad (42)$$

Prąd i_Z można określić bardzo prosto

$$\frac{di_Z}{dt} = C_Z \frac{d^2 u_Z}{dt^2}, \quad (43)$$

a podstawienie w równaniu (42) daje

$$u_Z + L_Z C_Z \frac{d^2 u_Z}{dt^2} = u_Y + u_{A3} + u_{A4}, \quad (44)$$

gdzie

$$u_{A4} = M_X \frac{di}{dt}. \quad (45)$$

Przyjmując znowu, że napięcia u_Y , u_{A3} , u_{A4} są w przybliżeniu stałe (o zmianach stosunkowo powolnych), otrzymuje się rozwiązanie

$$u_Z = u_Y + u_{A1} + u_{A3} + u_{A4}, \quad (46)$$

$$u_{A1} = u_{A1 \max} \cdot \sin \left(\frac{t}{\sqrt{L_Z C_Z}} + \lambda \right). \quad (47)$$

Znajomość wartości początkowych $(du_Z/dt)_0$ oraz

$$u_{Z0} = u_Y + u_{A10} + u_{A3} + u_{A4},$$

lub

$$u_{A10} = u_{Z0} - u_Y - u_{A3} - u_{A4},$$

w chwili zapłonu odgromnika, pozwala określić

$$u_{A1 \max} = \sqrt{L_Z C_Z \left(\frac{du_Z}{dt} \right)_0^2 + u_{A10}^2}, \quad (48)$$

$$\operatorname{tg} \lambda = \frac{u_{A10}}{\sqrt{L_Z C_Z} \left(\frac{du_Z}{dt} \right)_0}. \quad (49)$$

Jeżeli $C_Y \gg C_Z$, to prąd przepuszczany poprzez dławik L_S płynie przed zapłonem w odgromniku prawie całkowicie do C_Y , a spadek napięciowy na L_Z jest pomijalny

$$u_{A10} = 0, \quad \lambda = 0,$$

$$u_{A1 \max} = \sqrt{L_Z C_Z} \left(\frac{du_Z}{dt} \right)_0. \quad (50)$$

Jeżeli $C_Y \ll C_Z$, to prąd przepuszczany poprzez L_S płynie przed zapłonem w odgromniku prawie w całości do C_Z , a spadek napięciowy na L_Z wynika z podziału w dzielniku indukcyjnościowym L_S, L_Z

$$u_{A10} = \frac{L_Z}{L_S} (u_X - u_Y). \quad (51)$$

Wyrażenie to należy podstawić we wzorach (48) i (49).

Tłumienie oscylacji u_{J1} przez oporność odgromnika zaworowego można wziąć w rachubę dodatkowo opierając się na wzorach (26), (27), (28) i na uzupełniającej je dyskusji.

Dodatnie znaki składowych u_{J3} , u_{J4} we wzorze (46) są niekorzystną cechą układów typu B. Może stąd wynikać znaczne spiętrzenie napięcia u_Z powyżej u_Y , a składowa u_{J1} jeszcze zwiększa niebezpieczeństwo. Dlatego w układach typu B wypada ograniczać spadki u_{J3} , u_{J4} bardziej radykalnie niż w układach typu A.

Rysunek 8 przyjmujemy jako podstawę rozważań nad koordynacją izolacji w punkcie położonym między dwoma odgromnikami, w wypadku połączonych uziemień. W porównaniu z poprzednimi rozważaniami nad prądami wyładowczymi w dwóch odgromnikach na fazę (rys. 6) — obecnie każde z napięć u_{J2} , u_{J3} , u_{J4} jest podzielone punktem pośrednim Z (izolacja C_Z) na dwie części:

$$\begin{aligned} u_{J2} &= u'_{J2} + u''_{J2}, \\ u_{J3} &= u'_{J3} + u''_{J3}, \\ u_{J4} &= u'_{J4} + u''_{J4}, \\ u'_{J4} &= M'_X \frac{di}{dt}, \quad u''_{J4} = M''_X \frac{di}{dt}, \\ M_X &= M'_X + M''_X, \end{aligned} \quad (52)$$

gdzie M'_X , M''_X — indukcyjności wzajemne częściowe określone według zasad omówionych w związku ze wzorem (2).

Napięcie u_Z na izolacji C_Z można określić według jednego z dwóch wzorów, które wynikają z analizy obwodu YY'Z'Z lub WW'Z'Z

$$u_Z = u_Y + u'_{J1} - u'_{J2} + u'_{J3} + u'_{J4}, \quad (53)$$

$$u_Z = u_W + u''_{J1} + u''_{J2} - u''_{J3} - u''_{J4}. \quad (54)$$

Znaki spadków indukcyjnych w tych wzorach odpowiadają przyjętej zasadzie porządkowej, że dodatni spadek wynika z potencjałów malejących w kierunku na prawo i ku dołowi na rys. 8, z wyjątkiem składowej oscylacyjnej u_{J1} , dla której przyjęto inną zasadę (podobne traktowanie obu spadków oscylacyjnych u'_{J1} , u_{J1} względem odpowiednich punktów Y, W, gdzie są odgromniki).

Jeżeli napięcia odgromnikowe u_Y , u_W różnią się tylko umiarkowanie, to można uważać, że odgromniki Y, W działają jak gdyby równolegle w obwodzie oscylacyjnym. Indukcyjność wypadkową tego obwodu można wtedy określić jako $L_Z L_W / (L_Z + L_W)$. Podobnie do wzorów (47), (48) i (49) można napisać

$$u'_{J1} = u''_{J1} = u_{J1} = u_{J1 \max} \cdot \sin \left(\frac{t}{\sqrt{\frac{L_Z L_W}{L_Z + L_W} C_Z}} + \lambda \right), \quad (55)$$

$$u_{J1 \max} = \sqrt{\frac{L_Z L_W}{L_Z + L_W} C_Z \left(\frac{du_Z}{dt} \right)_0^2 + u_{J10}^2}, \quad (56)$$

$$\operatorname{tg} \lambda = \frac{u_{J10}}{\sqrt{\frac{L_Z L_W}{L_Z + L_W} C_Z \left(\frac{du_Z}{dt} \right)_0}}, \quad (57)$$

gdzie u_{J10} , $(du_Z/dt)_0$ — wartości w chwili zapłonu odgromników.

Stosunkowo małe wartości $L_Z L_W / (L_Z + L_W)$ oraz C_Z są pożądanymi okolicznościami w tym układzie, gdyż dają umiarkowane napięcia u_{J1} . Tłumienie oscylacji u_{J1} , brane w rachubę w dokładniejszych obliczeniach, jest przy równoległej współpracy dwóch odgromników słabsze niż w przypadku pojedynczego odgromnika na fazę.

Dla układu z oddzielnymi uziemieniami i z dwoma odgromnikami na fazę można przeprowadzić podobne rozważania, pomijając jednakże składowe u'_{J3} , u''_{J3} .

Skuteczność dławika dla koordynacji izolacji wewnątrz stacji jest okupiona znacznymi przepięciami występującymi między końcami dławika. Dlatego wytrzymałość udarowa dławika musi być bardzo wielka, na przykład dwa razy wyższa od poziomu podstawowego, a przy średnich napięciach znamionowych jeszcze wyższa stosunkowo. Określenie napięcia między końcami dławika u_S ma więc duże znaczenie. Główną składową tego napięcia jest zwykle u_X , które odpowiada wzorowi (5) lub (6) w przypadkach I na rys. 1, a w przypadkach II wzorowi (7). Wzięcie w rachubę również innych składowych jest zwykle pożądane, a niekiedy konieczne.

W przypadkach A na rys. 1 można napisać

$$u_S = u_X - u_Y - u_{J1} - u_{J2} + u_{J3} + u_{J4}. \quad (58)$$

Odwroćenie znaku spadku oscylacyjnego u_{J1} może dać najwyższe spiętrzenie napięcia u_S . Składowe u_{J3} , u_{J4} działają w kierunku obostrzenia wyniku u_S , a wyraźne złagodzenie przez składową u_Y otrzymuje się tylko w przypadku, gdy wartość szczytowa $u_{Y\max}$ nie jest zbyt opóźniona w stosunku do wierzchołka $u_{X\max}$, tj. gdy pojemność stacyjna nie zmniejsza znacznie szybkości wzrostu napięć u_Y , u_Z .

Dla przypadków B na rys. 1 można napisać po prostu

$$u_S = u_X - u_Y. \quad (59)$$

Możliwość obniżenia u_S dzięki składowej u_Y należy rozpatrywać znowu ostrożnie. Nie tylko w rachubę wchodzi znaczne przesunięcie czasowe między wierzchołkami $u_{X\max}$, $u_{Y\max}$, lecz nawet może zdarzyć się odwrócenie znaku u_Y w związku z wielką pojemnością C_Z oraz ze znacznymi spadkami u_{J3} , u_{J4} i spowodować spiętrzenie $u_{S\max}$ powyżej $u_{X\max}$. W warunkach tego rodzaju można posługiwać się ostrym sformułowaniem przybliżonym

$$u_S = u_X + u_{J3} + u_{J4}. \quad (60)$$

W pierwszych obliczeniach ochrony odgromowej z dławikami dla różnych stacji figurują parametry prądu piorunowego $i_{\max} = 150 \text{ kA}$, $(di/dt)_{\max} = 50 \text{ kA}/\mu\text{s}$, skąd umowny czas czoła $T_f = i_{\max} / (di/dt)_{\max} = 3 \mu\text{s}$. W ostatnich latach bywają wysuwane przypuszczenia — w związku z nieprzewidzianymi kłopotami w niektórych liniach na najwyższe napięcia, że stromości znacznie powyżej $50 \text{ kA}/\mu\text{s}$ nie są wyjątkowe. Rejestracje piorunowe w Polsce w roku 1959, będące jeszcze przedmiotem krytycznej analizy, zdają się potwierdzać te przypuszczenia. Dlatego w najnowszych obliczeniach przyjmujemy parametry $i_{\max} = 150 \text{ kA}$, $(di/dt)_{\max} = 100 \text{ kA}/\mu\text{s}$, $T_f = 1,5 \mu\text{s}$ tytułem tymczasowej decyzji.

Zmiana ta zwiększa oczywiście trudności w realizacji ochrony mogącej uchronić za całkowicie pewną, gdyż powoduje znaczne zwiększenie przepięć na izolacji stacyjnej i między końcami dławika. Jednakże w grę wchodzi czynnik łagodzący, mianowicie przepięcia te wypadają bardziej krótkotrwale przy mniejszym czasie czoła piorunowego T_f , zwłaszcza w układzie z połączonymi uziemieniami (przyjętym dla wszystkich opracowywanych stacji). Rysunek 9 ilustruje te okoliczności.

mianowicie przedstawia przebiegi napięć u_Y na odgromniku, u_Z na izolacji oraz $(u_Z - u_{J1})$ po odjęciu składowej oscylacyjnej u_{J1} oraz pokazuje czas czoła piorunowego T_f . Przy mniejszym T_f i w związku z tym przy krótszym czasie trwania najwyższych wartości u_Z wytrzymałość izolacji wypada większa. Różnica jest szczególnie wielka w przypadku drewna, stosowanego w obecnych konstrukcjach dławików.

Nawet przy większej wartości T_f , około $3\mu s$, przepięcia na izolacji stacyjnej i na dławiku są krótkotrwałe w porównaniu z normalnym udarem $1\mu s/50\mu s$ (w dalszym ciągu mowa o układzie z połączonymi uziemieniami). W takich warunkach można ocenić wytrzymałość udarową izolacji stacyjnej około 10% powyżej poziomu podstawowego, a wytrzymałość drewna w dławiku ze znacznie większą nadwyżką, na przykład 50% powyżej wytrzymałości na pełne udary $1\mu s/50\mu s$.

Nadwyżka około 10% w wytrzymałości izolacji stacyjnej jest cennym uzupełnieniem marginesu koordynacji. W większości obliczeń wykonywanych w Zakładzie Wysokich Napięć Politechniki Gdańskiej udaje się ograniczyć różnicę $(u_{Z, \max} - u_{Y, \max})$ poniżej 50% marginesu między poziomem podstawowym a poziomem odgromnikowym i przeznaczyć resztę marginesu, co najmniej 50%, na inne składniki, przeważnie bardzo zmienne i przypadkowe. Nadwyżka około 10%, wynikająca z małych parametrów czasowych, stanowi wtedy dodatkową rezerwę. Tylko rozpatrując wyjątkowe okoliczności eksploatacyjne dopuszcza się wyniki $(u_{Z, \max} - u_{Y, \max})$ bliższe całkowitego marginesu między poziomami podstawowym i odgromnikowym. Wówczas nadwyżka około 10% jest szczególnie doniosła.

Rozważania teoretyczne w niniejszej publikacji wskazują, że obliczenia ochrony odgromowej z dławikami oraz wstępne obliczenia do badań modelowych w tej dziedzinie są dość złożone i stosunkowo mało dokładne. Obliczenia systemu ochrony z osłoniętym podejściem mogą być prostsze i dokładniejsze dzięki dwom okolicznościom. Mianowicie doskonale rozdzielone uziemienia na obu końcach podejścia pozwalają pominąć składową u_{J3} w przypadku uderzenia pioruna w przewód roboczy poza podejściem i uniknąć w ten sposób trudnej oraz mało dokładnej części obliczeń. Drugą okolicznością jest bardzo wielka odległość głównej drogi prądu piorunowego w tym przypadku uderzenia w przewód roboczy od stacji, co pozwala pominąć składową u_{J4} . Poważne składowe u_{J3} , u_{J4} są niekorzystną specjalnością układu z dławikami i z połączonymi uziemieniami. Jednakże układ ten można zrealizować jako całkowicie bezpieczny, jak wskazuje analiza szeregu stacji.

Niejaka wyższość osłoniętego podejścia nad dławikami polega na zjawiskach ulotu wzdłuż podejścia, od miejsca uderzenia pioruna w przewód roboczy do stacji. Zjawiska te łagodzą stromość fali przepięciowej i dzięki temu obniżają spadki napięciowe wewnątrz stacji. Skuteczność jest większa przy większej długości podejścia.

Również wpływ dodatkowych linii dołączonych do szyn stacyjnych przemawia na korzyść osłoniętego podejścia. Dodatkowe linie bez dławików dają dobrze znaną, radykalną poprawę koordynacji izolacji wewnątrz stacji. Dławiki — jako bariery indukcyjne — psują to oddziaływanie dodatkowych linii. Jednakże stałe czasowe L_S/Z (w mianowniku oporność falowa linii Z) są umiarkowane, na przykład $1000\mu H/500\Omega = 2\mu s$, tak że dławiki nie niweczą całkowicie pożytecznego wpływu dodatkowych linii.

Pewna niższość osłoniętego podejścia w porównaniu z systemem obejmującym dławiki i połączone uziemienia polega na stosunkowo wielkich prądach wylá-

dowczych w odgromnikach stacyjnych. Prądy te spiętrzają się w wyniku licznych odbić falowych na obu końcach podejścia i osiągają największe wartości po stosunkowo długich czasach, kiedy spadki napięciowe indukcyjne wewnątrz stacji nie są już tak groźne jak poprzednio. Dlatego stosunkowo wielkie prądy wyładowcze w odgromnikach zaworowych w przypadku osłoniętego podejścia nie mają wielkiego znaczenia dla koordynacji izolacji.

Jako bardzo doniosłą wadę osłoniętego podejścia wypada przypomnieć ogromne trudności w realizacji skutecznej ochrony przewodem odgromowym przy średnich napięciach znamionowych, poniżej 110 kV. W przypadku dławików nie ma takich trudności i dlatego rozwiązanie to jest bezkonkurencyjne przy średnich napięciach znamionowych. Przy najwyższych napięciach obydwie rozwiązania wchodzi w rachubę, a szczegółowe studia mogą wskazać najbardziej ekonomiczne z nich.

HANS ULRICH STOBERNACK

Coulombowskie siły przyciągania między kulistymi elektrodami¹

Rękopis dostarczono 17. 5. 1960

Zgodnie z prawem Coulomba dwie małe kule mające potencjały jednakowego znaku odpychają się, dwie takie kule zaś mające potencjały o znakach przeciwnych przyciągają się. Konorski obliczał siły przyciągania pomiędzy kulistymi elektrodami i stwierdził, że siły przyciągania mogą istnieć również i przy potencjałach jednakowych znaków. Zjawisko powyższe zostało zbadane doświadczalnie za pomocą pomiaru sił występujących między dwiema kulami; przebieg sił obliczonych przez Konorskiego został potwierdzony na drodze doświadczalnej.

1. WSTĘP

Konorski obliczył elektrostatyczne siły F występujące pomiędzy kulistymi elektrodami o skończonych wymiarach [1], [2]. Z podanych przez niego rozmaitych układów rozważono w niniejszej pracy tylko układ składający się z dwóch kul o rozmaitych wielkościach i o niejednakowych stałych potencjałach².

Układ taki (rys. 1) nadaje się szczególnie do ilościowego sprawdzenia wyników teoretycznych.

Dla tego przypadku podaje Konorski następujący wzór dla siły F

$$F = -2\pi\epsilon_0 (r\sigma V^2 + r'\sigma'V'^2 - 2rr'\tau VV') \quad (1)$$

gdzie σ , σ' i τ są stałymi geometrycznymi

$$\sigma = \frac{D}{D^2 - r'^2} \left[2p_1 + \frac{(1 + R_1)(1 + K_1 p_1)}{(K_1 - p_1)^2} + \frac{2r^2 r'^2 R_1}{(K_1 - p_1) MN} \right];$$

¹ Wyciąg z pracy dyplomowej wykonanej w Instytucie Wysokich Napięć Politechniki Drezdeńskiej kierowanym przez prof. dra inż. F. Obenaus.

² Pojęcie „stały potencjał” oznacza, że każdej elektrodzie narzucono przez przyłączenie do źródła napięcia stały potencjał V odniesiony do nieskończenie odległej płaszczyzny A ($V_A = 0$). Ładunek elektrod zależy od pojemności C układu określonej przez wymiary geometryczne.

$$\sigma' = \frac{D}{D^2 - r^2} \left[2p_1' + \frac{(1 + R_1)(1 + K_1 p_1')}{(K_1 - p_1')^2} + \frac{2r^2 r'^2 R_1}{(K_1 - p_1') MN} \right];$$

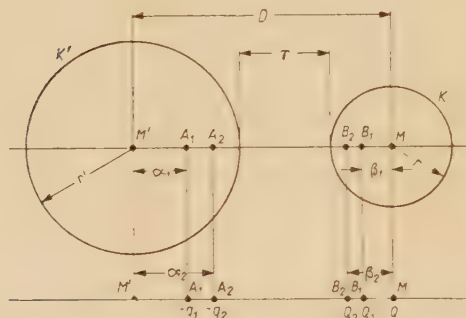
$$\tau = \frac{1}{D^2} + \frac{1}{K_1 D^2} + \frac{2}{K_1^2 r r'} + \frac{1 + R_1}{K_1^2 - 1} \left[\frac{1}{2D^2} + \frac{2K_1}{r r' (K_1^2 - 1)} \right] + \frac{2\sigma r' R_1}{(K_1^2 - 1) MN};$$

w wyrażenia powyższe wchodzi wielkości pomocnicze

$$p_1 = \frac{r r'}{D^2 - r'^2}; \quad p_1' = \frac{r r'}{D^2 - r^2};$$

$$K_1 = \frac{D^2 - r^2 - r'^2}{r r'}; \quad R_1 = \sqrt{\frac{D^2 - (r' - r)^2}{D^2 - (r' + r)^2}};$$

$$M = D^2 - (r' - r)^2; \quad N = D^2 - (r' + r)^2.$$



Rys. 1. Schemat układu dwóch kul wg Konorskiego.

Przy spełnieniu warunku $D \geq 2r + r'$ ($r < r'$) otrzymuje się błąd względny mniejszy od 0,50%. Przy wartościach $D < 2r + r'$ błąd szybko wzrasta.

Siły powiększające odległość między kulami (odpychające) przyjęte zostały we wzorze (1) jako dodatnie, siły zmniejszające tę odległość (przyciągające) — jako ujemne.

Przy potencjałach o znakach rozmaitych otrzymuje się zawsze ten sam znak siły F , ponieważ wszystkie składniki zawarte w nawiasie wzoru (1) są dodatnie; siła F jest wówczas ujemna, tzn. zachodzi przyciąganie. Jeżeli potencjał jednej z obu kul równa się zero, to i w tym przypadku występują siły przyciągające. Jeżeli jednak V i V' mają znaki jednakowe, to mogą zachodzić trzy przypadki:

1. $r\sigma V^2 + r'\sigma' V'^2 > 2rr'\tau VV'$: siły przyciągające,
2. $r\sigma V^2 + r'\sigma' V'^2 < 2rr'\tau VV'$: siły odpychające,
3. $r\sigma V^2 + r'\sigma' V'^2 = 2rr'\tau VV'$: siły równe zero, pomimo że V i V' nie są równe zero.

Jeżeli potencjał jednej z kul (na przykład V') i wymiary geometryczne układu są stałe, to dla siły $F=f(V')$ otrzymuje się parabolę z punktami zerowymi

$$V_{1,2} = V' \left[r' \frac{\tau}{\sigma} \pm \sqrt{\left(r' \frac{\tau}{\sigma} \right)^2 - \frac{r' \sigma'}{r \sigma}} \right].$$

Pierwiastki są rzeczywiste przy spełnieniu warunku

$$\tau^2 r r' > \sigma \sigma';$$

przy tym założeniu i przy stałych wartościach r , r' , D , V' otrzymujemy z (1) następujące obszary

I $V < V_2$: przyciąganie

II $V_2 < V < V_1$: odpychanie. Wartość maksymalna V_e zachodzi przy

$$V_e = \frac{1}{2} (V_1 + V_2) = r' \frac{\tau}{\sigma} V',$$

III $V_1 < V$: przyciąganie.

Powyższe wyniki teoretyczne zostały w niniejszej pracy sprawdzone doświadczalnie.

2. UKŁAD POMIAROWY

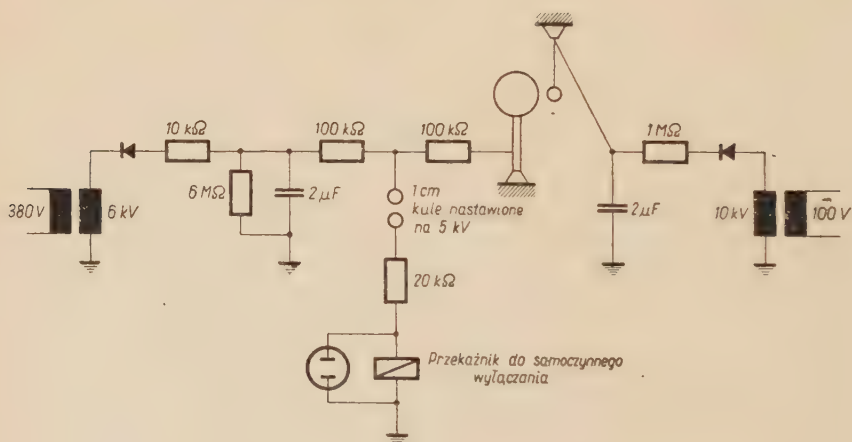
Układ pomiarowy składał się z dwóch kul K i K' o promieniach $r=1,9$ cm i $r'=25$ cm; środki tych kul znajdowały się na prostej poziomej. Potencjał V' wielkiej kuli przyjęty został (dowolnie) jako potencjał ujemny -5 kV i wartość ta była stale utrzymywana. Podczas pomiarów nie stwierdzono zjawisk polaryzacyjnych. W celu pomiaru siły F przy rozmaitych potencjałach V zawieszono mniejszą kulę na nici o długości 2 m lub 4 m (rys. 2), przy czym nić tą służyła jednocześnie jako doprowadzenie napięcia do K i wykonana została z drutu oporowego o średnicy 50 μ (ciężar około 15 mG/m). Łączny ciężar zawieszenia wynosił zaledwie 3,2 G, ponieważ kula K została wykonana z celuloиду pokrytego metalową powłoką. Siłę F otrzymuje się na podstawie prawa wahadła ze zmierzonego wychylenia liniowego γ kuli: $\Delta F = 16$ mG/cm lub $= 8$ mG/cm. Kąt wychylenia był podczas pomiarów stale mniejszy od 2° i dlatego można było przyjąć prostą proporcjonalność między γ i siłą elektrostatyczną F . W celu zwiększenia dokładności odczytywania wychylenie kuli zostało czterokrotnie powiększone przez zastosowanie wskaźnika świetlnego.

Użyte źródła napięcia musiały być bezwzględnie wolne od składowych



Rys. 2. Dwie kule służące do pomiarów.

zmieniających się w czasie. Układ połączeń przedstawiony jest schematycznie na rys. 3. Dzięki równoległemu dołączeniu stosunkowo dużych pojemności stały potencjał został ustabilizowany względem występujących krótkotrwałych spadków napięć. Oporności i iskrownik kulowy tworzyły ochronę przeciwprzepięciową wyłączającą dwustronnie układ przy zetknięciu się kul K i K' w przypadku, gdy potencjał $V > 5$ kV; poza tym włączone zostały opory w celu ochrony delikatnego drutu zawieszeniowego przed przeciążeniem w razie zbyt dużego prądu.



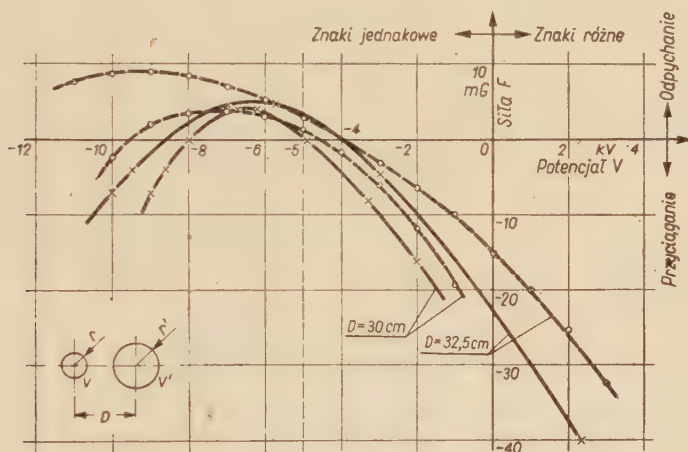
Rys. 3. Schematyczne przedstawienie najważniejszych elementów połączenia pomiarowego układu.

Pomiary były wykonywane przy potencjałach V i V' mających znaki jednakowe lub różne. Ustalony został najpierw pewien określony podstawowy odstęp γ_0 , po czym zmieniano potencjał V kuli K i odczytywano wartości V przy odległościach $\Delta V = 2,5$ mm bezpośrednio na woltomierzu statycznym. Każdy pomiar był powtarzany trzykrotnie. Odchylenia na-

pięcia wynosiły $\pm 3\%$. Pomiary były wykonywane przy określonym wychyleniu, ponieważ wartości pośrednie napięcia można było określić z większą dokładnością. Kula K była nadzwyczaj czuła na wahania napięcia. Pomimo to można było doprowadzić K do stanu pełnego spoczynku tylko przy odstępach wynoszących około 50% odległości γ_0 .

3. PORÓWNANIE POMIARÓW I OBLICZEŃ

Rys. 4 przedstawia siłę F w zależności od potencjału V kuli K (przy stałych V' , r , r') przy odległościach D środków obu kul wynoszących 30



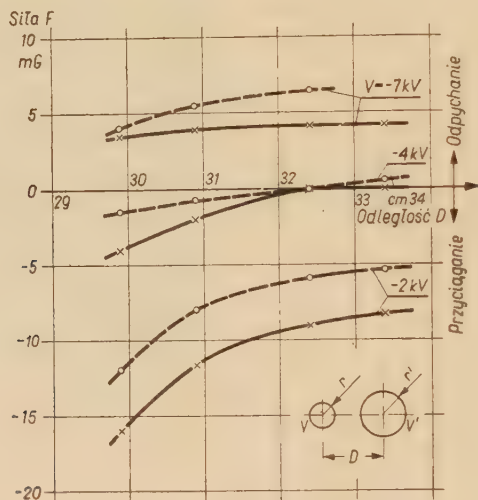
Rys. 4. Zależność elektrostatycznej siły F pomiędzy kulami od potencjału V .

— krzywe z pomiarów; --- krzywe z obliczeń.

lub 32,5 cm. Z rys. 4 widać, że kule odpychają się, jeżeli wartość V leży w przedziałach od -8 do -5 kV lub $-8,5$ kV do -4 kV. Wszystkie potencjały V na zewnątrz tych przedziałów powodują przyciąganie się kul. Porównując krzywe zmierzone z obliczonymi stwierdzamy:

1. zarówno krzywe obliczone na podstawie wzoru (1) jak i krzywe wynikające z pomiarów są parabolami,
2. krzywe zmierzone mają bardziej stromy przebieg niż krzywe obliczone; dają one złudzenie mniejszej odległości D ;
3. przy zwiększonej odległości D maksymalna wartość krzywej obliczonej przesuwa do obszaru ujemnych potencjałów o wyższej wartości bezwzględnej; powstające wówczas siły są zwiększone. Przy krzywych zmierzonych zarówno potencjał V jak i siła F w miejscu, w którym przybiera ona wartość maksymalną, są prawie niezależne od odległości D środków kul.

Rys. 5 przedstawia siłę F jako funkcję odległości D przy stałych wartościach V' , r , r' , przy czym V ma tu charakter parametru. Krzywe dotyczą przy tym wyłącznie obszaru potencjałów jednego znaku i przy zwiększającej się odległości D dążą do obszaru odpychania. Środkowa para krzywych świadczy o tym, że przy stałych potencjałach V i V' mała kula podczas zwiększania się odległości D może przejść z obszaru przyciągania do obszaru odpychania. Porównanie krzywych obliczonych z krzywymi wynikającymi z pomiarów prowadzi do stwierdzeń następujących:



Rys. 5. Zależność elektrostatycznej siły F pomiędzy kulami od odległości D ich środków.

— krzywe z pomiarów; --- krzywe z obliczeń.

1. krzywe obliczone i krzywe zmierzone mają zasadniczo taki sam przebieg,
2. krzywe zmierzone wywołują i tutaj (jak wyżej) złudzenie mniejszej odległości środków.

Na ogół krzywe zmierzone potwierdzają obliczenia Konorskiego. Nawet gdyby nie było błędów pomiarowych nie można by a priori oczekiwać pełnej zgodności między pomiarami i obliczeniami. Rachunki Konorskiego dotyczą układu kula—kula w nieskończenie rozległej przestrzeni; płaszczyzna odniesienia jest wtedy nieskończenie odległa. Przy praktycznych pomiarach natomiast płaszczyzna odniesienia jest niezbyt odległa od układu i zmienione wskutek tego pojemności względem ziemi fałszują stosunki pojemnościowe zależnie od kształtu i odległości uziemionej elektrody. Poza tym kule wymagają doprowadzenia do nich napięcia, co również wywołuje zniekształcenia pola.

4. INTERPRETACJA FIZYCZNA REZULTATÓW POMIARÓW

Przy rozważaniu pola elektrostatycznego dwóch kul o skończonych wymiarach geometrycznych (promienie, odległości) nakładają się na siebie dwa zjawiska:

- a. Ładunki „pierwotne” obu kul wytwarzają siłę dążącą do zwiększenia odległości między kulami. Siłę tę można wyrazić za pomocą prawa Coulomba.
- b. Przy elektrodach i potencjałach o wielkości skończonej gęstość ładunku na elektrodach jest skończona. Otrzymuje się stąd możliwość powstawania ładunków influencyjnych na elektrodach przeciwległych; ładunki te mają zawsze znaki przeciwne i wytwarzają stałą siłę dążącą do zmniejszenia odległości kul. Działanie influencyjne zależy zarówno od tej odległości jak i od stosunku gęstości ładunków. Odnośna siła jest uwzględniona (łącznie z siłą a) tylko w równaniu Konorskiego.

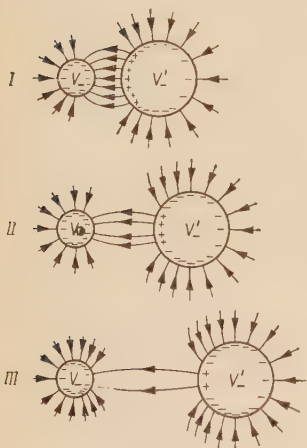
*Jeśli chodzi o zależność między siłą przyciągającą albo odpychającą F i potencjałami V i V' , to istnieją następujące możliwości przedstawione na rys. 6.

- I. Obie kule mają potencjały o znakach przeciwnych. Zjawiska a) i b) wytwarzają to samo działanie (przyciąganie), ponieważ zarówno ładunki pierwotne jak i ładunki influencyjne na elektrodzie mają te same znaki.
- II. Obie kule mają potencjały o jednakowych znakach, przy czym $V < V'$. Wówczas z a) i b) wynikają działania przeciwstawne. Przeważa tu działanie influencyjne wielkiej kuli na kulę małą. Wskutek tego ładunki „pierwotne” mniejszej kuli zostają stłoczone do obszaru, który nie jest w tak znacznym stopniu wystawiony na działanie influencyjne. Zachodzi tu przyciąganie obu kul.
- III. Obie kule mają potencjały o jednakowych znakach, przy czym $V \approx V'$. Działanie zjawiska b) sprowadzone jest praktycznie do zera, ponieważ wzrastająca gęstość ładunku na małej kuli uniemożliwia działanie influencyjne. Naprzeciwko siebie znajdują się ładunki o jednakowych znakach, które wytwarzają siły odpychające.



Rys. 6. Schematyczne obrazy pola dwóch kul przy zmianie potencjału V .

IV. Obie kule mają potencjały o jednakowych znakach, przy czym $V > V'$. Wskutek większej gęstości ładunku na powierzchni mniejszej kuli ta ostatnia oddziałuje influencyjnie na kulę większą. Ponieważ działanie zjawiska b) rośnie podczas wzrostu różnicy ($V - V'$) silniej niż działanie zjawiska a), przeto na początku tego procesu siły odpychające stają się coraz słabsze, potem zaś następuje przyciąganie obu kul.



Rys. 7. Schematyczne obrazy pola dwóch kul przy zmianie odległości D .

Rys. 5 można również objaśnić przez rozważenie wzajemnych oddziaływań zjawisk a) i b) (rys. 7). Mamy tu niezmiennie potencjały V i V' o jednakowych znakach, zatem i ładunki „pierwotne” Q i q' są stałe; zjawiska a) i b) działają w kierunkach wzajemnie sobie przeciwnych.

I. Mała odległość między kulami: działanie influencyjne małej kuli na kulę wielką jest silne i zjawisko b) przeważa. Zachodzi tu przyciąganie kul.

II. Średnia odległość. Działanie influencyjne jest tu już słabsze. Ładunki „pierwotne” przez swe wzajemne odpychanie stłaczają ładunki influencyjne wielkiej kuli na mniejszej powierzchni; wskutek czego zwiększa się działanie a) w stosunku do b). Siły przyciągające między obiema kulami stają się już tylko nieznaczne.

III. Duża odległość. Działanie b) stało się prawie równe zeru. Działa tylko a), powstają tu zatem siły odpychające.

Pomiary w układzie kula—płyta potwierdziły również obliczenia Konorskiego, podane w cytowanych niżej pracach.

5. ZAKOŃCZENIE

W pracy podano krótkie wyjaśnienie wzoru (1) Konorskiego dotyczącego sił elektrostatycznych między kulistymi elektrodami. Zachodzą przy tym odchylenia od prawa Coulomba: przy jednakowych potencjałach istnieją obszary, w których występują siły przyciągające lub odpychające. Przeprowadzone pomiary sił działających na kule wykazują jakościową zgodność między rachunkiem i pomiarem. Ilościowe odchylenia dają się tłumaczyć niedokładnościami układu pomiarowego w porównaniu z przypadkiem idealnym będącym podstawą obliczeń. Na końcu pracy podano interpretację fizyczną występujących między dwiema kulami sił przyciągających i odpychających.

WYKAZ LITERATURY

1. Konorski B.: *Nowe twierdzenia o polu elektrostatycznym*. Arch. Elektr. T. IV z. 1. 1955.
2. Konorski B.: *Verallgemeinerung des Coulombschen Gesetzes*. Archiv für Elektrotechnik 42 (1956).
3. Stoberneck H. U.: *Verallgemeinerung des Coulombschen Grundgesetzes nach Konorski*. Diplomarbeit. Institut für Hochspannungstechnik, Dresden 1958.

КУЛОНОВЫ СИЛЫ ПРИТЯЖЕНИЯ МЕЖДУ
ШАРОВЫМИ ЭЛЕКТРОДАМИ

Согласно праву Кулона два малые шара, заряженные одноименным потенциалом отталкиваются, а разноименным — притягиваются.

Конорски [1], [2] рассчитал силы притяжения между шаровыми электродами и констатировал, что силы притяжения могут существовать также при одноименных потенциалах.

Это явление исследовано опытным путем — измерены силы выступающие между двумя шарами. Произведенные опыты подтверждают дислокацию сил вычисленных Конорским.

DIE COULOMBSCHEN ANZIEHUNGSKRÄFTE ZWISCHEN KUGELFÖRMIGEN
ELEKTRODEN

Das Coulombsche Gesetz besagt, dass sich zwei kleine Kugeln bei gleichnamigen Potentialen abstossen und bei ungleichnamigen anziehen. Konorski berechnete die Anziehungskräfte für nichtpunktförmige Elektroden und stellte fest, dass bei gleichnamigen Potentialen auch Anziehungskräfte existieren. Dieses Verhalten wird durch Messung an zwei Kugeln untersucht und der von Konorski berechnete Verlauf der Anziehungskräfte experimental nachgewiesen.



621.314.7

W. ROSIŃSKI

Tranzystory stopowo-dyfuzyjne o oporze ujemnym

Rękopis dostarczono 8. 4. 1960

Tematem pracy jest zagadnienie konstrukcji tranzystora stopowo-dyfuzyjnego o takich elektrycznych właściwościach, które umożliwiają uzyskiwanie oporności ujemnej na zaciskach emiter — baza.

Po przedyskutowaniu warunków, które muszą w tym przypadku spełniać parametry elektryczne tranzystora autor analizuje zjawiska fizyczne, których wykorzystanie zapewnia spełnienie tych warunków. Są to zjawiska lawinowej jonizacji w barierze kolektora w warunkach bardzo dużych gęstości prądów oraz oddziaływanie pola nośników większościowych na nośniki mniejszościowe na skraju bariery kolektora. W dalszym ciągu autor omawia wyniki uzyskane za pomocą tranzystora o konstrukcji opartej na wykorzystaniu omówionych zjawisk.

Z przytoczonych w pracy danych wynika możliwość konstrukcji elementów o bardzo korzystnych charakterystykach oporności ujemnej w zakresie częstotliwości przekraczającym 100 MHz.

1. WSTĘP

Pierwsze tranzystory zastosowane w technice układowej należały do typu tzw. tranzystorów ostrzowych; tranzystory te cechowała szczególnie duża wartość zwarcowego współczynnika prądowego (w układzie wspólnej bazy) przekraczająca 1,5. Ta właściwość tranzystorów ostrzowych umożliwia uzyskanie charakterystyki czystej oporności ujemnej typu łuku, bądź dynatronu w zależności od sposobu połączenia tranzystora. Przegląd charakterystyk wewnętrznej oporności ujemnej otrzymywanych w przypadku elementów półprzewodnikowych wskazuje, że w większości przypadków są to oporności ujemne typu łuku o wartościach do kilku tysięcy omów.

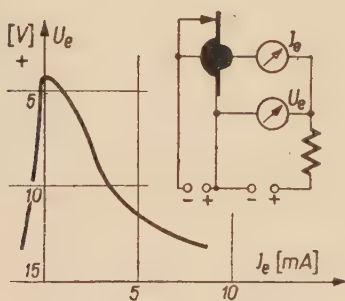
Tego rodzaju opory ujemne były bardzo atrakcyjne ze względu na szeroki zakres wartości oporności ujemnych i ogromną prostotę układową generatora przebiegów sinusoidalnych lub prostokątnych, w szczególności w układach przełączających [9].

Jednakże wady konstrukcyjne [8] tego typu tranzystora, a mianowicie niestabilność styków utworzonych przez ostrze emitera i kolektora z płytką półprzewodnikową powodowały zmienność w czasie paramet-

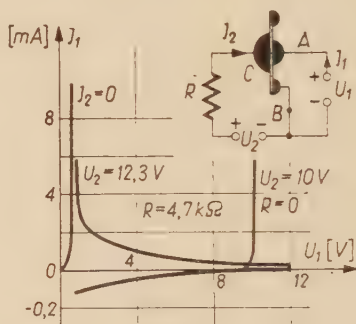
tru α [25]. Ponadto małe dopuszczalne wartości napięcia kolektor — baza, małe moce admisyjne, a w szczególności mała szerokość przenoszzonego pasma częstotliwości ograniczyły w dużym stopniu przydatność układową tego rodzaju elementu.

Przez szczególnie staranny dobór metod produkcji oraz selekcję najlepszych egzemplarzy spośród produkowanej masy zapewniono w Stanach Zjednoczonych ilości potrzebne do celów specjalnych. Ze względu na wynikający w tych warunkach duży koszt tranzystora, nie znalazły one zastosowania w urządzeniach handlowych.

Tranzystory warstwowe stopowe mają współczynnik α mniejszy od jedności, co wyklucza możliwość powstawania czystej oporności ujemnej



Rys. 1

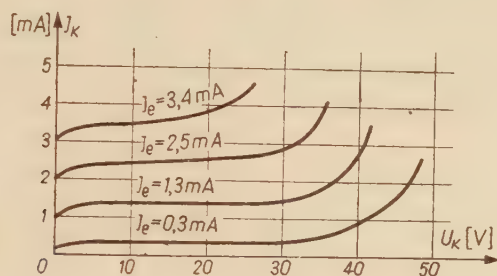


Rys. 2

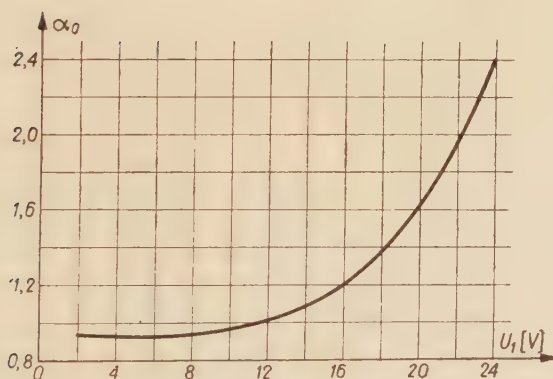
typu spotykanego w tranzystorach ostrzowych. Jednakże znaczenie tego zagadnienia dla zastosowań układowych doprowadziło do powstania pewnych odmian tranzystora warstwowego o współczynniku α większym od jedności przez dodanie elektrody ostrzowej (rys. 1) [26] lub przez szczególną konstrukcję elektrod i dobór właściwości materiału (rys. 2) (deplistor) [15]. Konstrukcje te posiadają pewne cechy charakterystyczne dla tranzystora warstwowego, wykazujące jednocześnie szereg innego rodzaju wad ograniczających zastosowanie, szczególnie w zakresie wielkich częstotliwości np. dużą wrażliwość na zmiany temperatury — w przypadku deplistora — lub mechaniczną niestabilność i ograniczenie częstotliwościowe — w przypadku tranzystora stopowego z dodatkową elektrodą ostrzową. Otrzymywane charakterystyki oporności ujemnej tych elementów przedstawiono na rys. 1 i 2.

Te niepomysłne na ogół wyniki nie zahamowały prac nad tym zagadnieniem, a ze względu na duże jego znaczenie ekonomiczne znaczny ciężar badań przerzuca się obecnie na badania nad wytworzeniem prostych i pewnie działających elementów o charakterystyce czystej oporności ujemnej. Prace te idą w kierunku wykorzystania efektu lawinowego [5,

13, 16, 28 i 14] lub efektu tunelowego [1, 33]. W pierwszym przypadku wykorzystuje się zjawisko wytwarzania par elektron—dziura przez nośniki ładunkowe poruszające się z dużą prędkością przez obszar bariery $p-n$. Dzięki lawinowej akcji tego procesu przy pewnych prędkościach nośników (odpowiednich polach bariery) prądy obu rodzajów nośników w barierze



Rys. 3



Rys. 4

szybko wzrastają (rys. 3) powodując znaczny wzrost współczynnika wzmocnienia prądowego α_0 (rys. 4), który z definicji określony jest wzorem [28].

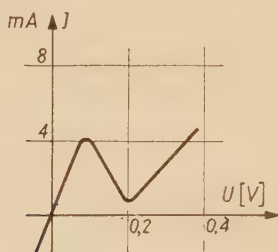
$$\alpha_0 = - \frac{\partial I_k}{\partial I_e} \quad (1)$$

W przypadku efektu tunelowego wykorzystuje się efekt kwantowo-mechaniczny, który przy pewnych napięciach bariery $p-n$ powoduje powstanie odcinka charakterystyki o ujemnym nachyleniu (rys. 5). Wadą tej charakterystyki jest stosunkowo wąski przedział napięcia, wewnątrz którego istnieje oporność ujemna, co ogranicza zakres stosowalności.

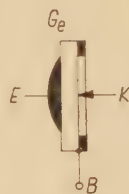
W roku 1955 autor zaproponował [23] ulepszoną konstrukcję tranzystora ostrzowo-warstwowego (rys. 6) opracowaną w postaci szeregu proto-

typów, a posiadającą doskonałą charakterystykę oporu ujemnego w zakresie dużych prądów; konstrukcja ta wykazywała jednak dla wielu egzemplarzy charakterystyczną dla tranzystorów ostrzowych niestabilność występującą po okresie przedłużonego starzenia.

Dalsze prace autora tym razem nad tranzystorami stopowo-dyfuzyjnymi wykazały, że w tranzystorach tego typu możliwe jest uzyskanie oporności ujemnej i że w pewnych warunkach charakterystyka ta jest szczególnie korzystna umożliwiając generację drgań sinusoidalnych o bardzo wielkiej częstotliwości w sposób bardzo prosty.



Rys. 5

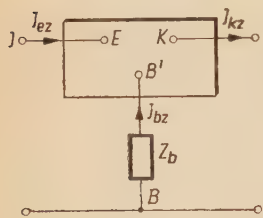


Rys. 6

2. WARUNKI KTÓRYM POWINNA ODPOWIEDAĆ KONSTRUKCJA TRANZYSTORA O CHARAKTERYSTYKACH Z OPOREM UJEMNYM

2.1. Warunki powstawania oporności ujemnej

Jeśli rozpatrywać tranzystor rzeczywisty jako złożony z tranzystora idealnego przedstawionego na rys. 7 w postaci czynnego czwórnika o trzech zaciskach oznaczonych E , K i B' oraz gałęzi impedancyjnej Z_b połączonej między zaciskami B' i B , to układ ten pozwala w najprostszy sposób wyjaśnić mechanizm powstawania oporności ujemnej dzięki sprzężeniu zwrotnemu zachodzącemu przez impedancję wewnętrzną Z_b . Przez tranzystor idealny rozumiemy taki, w którym połączenie elektryczne zacisku B' z brzegami barier emitera i kolektora znajdującymi się wewnątrz obszaru bazy jest bezoporowe, lub właściwiej — nie daje poprzecznego spadku napięcia (czyli powierzchnie graniczne barier są powierzchniami ekwipoten-



Rys. 7

cjalnymi). Oprócz warunku $Z_b \neq 0$ konieczny jest warunek, aby wypadkowy prąd płynący poprzecznie przez obszar bazy do zacisku B miał kierunek, przy którym napięcie powstające na impedancji Z_b obniża napięcie bariery emitera. Jak się okaże w dalszym ciągu, jest to warunek

konieczny do powstawania oporności ujemnej [2]. Ażeby uzyskać prąd bazy spełniający ten warunek, także składowe zmienne prądów emitera I_{ez} , bazy I_{bz} i kolektora I_{kz} muszą ze swej strony spełniać warunek

$$I_{kz} = I_{ez} + I_{bz}. \quad (2)$$

Oznacza to, że prąd większościowy płynący przez barierę kolektora do tego obszaru wytwarza dodatkowe prądy, które zmieniają kierunek wypadkowego prądu w obszarze bazy. (Prąd bazy jest algebraiczną sumą prądu elektronowego emitera i prądu elektronowego kolektora, kierunki ich są przeciwne).

W celu określenia jakie parametry tranzystora wpływają na wartość oporności ujemnej widzianej na zaciskach wejściowych tranzystora przeanalizujemy wyrażenia na impedancję wejściową zacisków emiter—baza dla układu wspólnej bazy (dodatek).

Rozpatrzmy tu dwa przypadki:

- impedancji obciążenia $\frac{1}{Y_0}$ równej zeru i
- impedancji obciążenia stosunkowo niewielkiej i tak dobranej, aby z reaktancją wyjściową tranzystora przedstawiała oporność rzeczywistą $\frac{1}{G_0}$.

W obu przypadkach zakładamy, że częstotliwość użyteczna f jest mniejsza niż $0,3 f_a$ (f_a — częstotliwość graniczna, przy której współczynnik α maleje do $\frac{1}{2}$ wartości tegoż współczynnika przy bardzo małych częstotliwościach).

W tych warunkach w przypadku a. — impedancja wejściowa Z_{we} przyjmuje postać

$$Z_{we} = R_{we} + jX_{we}, \quad (3)$$

$$R_{we} \approx \frac{r_e}{1 + \omega^2 C_{Te}^2 r_e^2} + r_b (1 - \alpha_0), \quad (4)$$

$$X_{we} \approx - \frac{0,8 r_e \frac{\omega}{\omega_a} + r_e^2 \omega^2 C_{Te}}{1 + \omega^2 C_{Te}^2 r_e^2} + 1,2 \alpha_0 r_b \frac{\omega}{\omega_a}. \quad (5)$$

W przypadku bardzo małych częstotliwości, gdy $\omega C_{Te} r_e \ll 1$,

$$R_{we} \approx r_e + r_b (1 - \alpha_0), \quad (6)$$

$$X_{we} \approx -0,8 r_e \frac{\omega}{\omega_a} + 1,2 \alpha_0 r_b \frac{\omega}{\omega_a}, \quad (7)$$

gdzie

R_{we} i X_{we} — oporność i reaktancja wejściowe,

r_e — oporność emitera,

r_b — oporność bazy,

a_0 — zwarciovyy współczynnik wzmocnienia prądowego przy małych częstotliwościach,

ω — pulsacja sygnału,

$\omega_a = 2\pi f_a$,

C_{Te} — pojemność elektronowa bariery emiter—baza.

W celu zorientowania czytelnika odnośnie rzędu wartości uzyskiwanych z zależności (4) i (5), w tablicy 1 zestawiono wyniki obliczeń przeprowadzonych dla następujących wartości parametrów tranzystora $r_e = 5\Omega$, $r_b = 120\Omega$, $a_0 = 1,2$, $f_a = 50\text{MHz}$, $C_{Te} = 50\text{pF}$.

Tablica 1

f/f_a	R_{we} Ω	X_{we} Ω	wzór (49)	
			R_{we} Ω	X_{we} Ω
10^{-3}	-19	+0,172		
10^{-2}	-19	+1,68		
10^{-1}	-17,3	+16,9		
0,2	-12,3	+3,36		
0,5	+13	+65,0	+11,4	+69,0
0,8	+22,9	+135	+43,4	+84,5

W tablicy 1 w rubryce wzór (49) umieszczono również wyniki obliczeń R_{we} i X_{we} wykonane przy użyciu dokładnego wzoru (49) (patrz dodatek). Porównywując otrzymane wyniki w obu przypadkach można uważać, że przybliżenie (4) i (5) są wystarczająco dokładne dla $f < 0,3f_a$.

W przypadku b. — do poprzednio podanych wyrażeń (4) i (5) dodać należy wyraz (patrz dodatek)

$$\frac{a_0 \left[r_b j \omega C_{Tk} + \mu \frac{\cos h(m)}{\cos h(sm)} \right] \frac{\cos h(m)}{\cos h(sm)}}{G_{\Pi}} \quad (8)$$

gdzie

C_{Tk} — pojemność bariery p—n kolektor—baza,

$$m = \frac{w}{L},$$

$$s = (1 + j\omega\tau)^{1/2},$$

- w — szerokość bariery,
 L — długość drogi dyfuzyjnej nośników,
 τ — czas życia nośników,
 μ — stosunek napięcia na oporności bazy do napięcia na kolektorze, równy h_{12} dla małych częstotliwości.

Jeśli wartość G_0 jest dostatecznie duża, a wartość pojemności C_{TK} i współczynnika μ są dostatecznie małe, to człon ten ma bardzo mały wpływ na impedencję wejściową Z_{we} . W przypadku tranzystorów stopowo-dyfuzyjnych oporność $\frac{1}{G_0}$ może wynosić kilka kiloomów.

Reasumując przypominamy, jakie warunki powinny być spełnione, ażeby tranzystor w dostatecznie szerokim pasmie częstotliwości był czystą opornością ujemną;

- częstotliwość graniczna f_a powinna być możliwie duża,
- współczynnik α_0 powinien być dużo większy od jedności (przynajmniej większy od 1,2),
- oporność bazy powinna być duża i w miarę potrzeby może być powiększona za pomocą zewnętrznej oporności R_b (bezreaktancyjnej),
- oporność emitera r_e powinna być możliwie mała, a więc pracować należy przy prądach emitera większych niż 1 do 2 mA,
- oporność obciążenia kolektora powinna być nie większa niż kilka tysięcy omów,
- pojemność złącza kolektora powinna być jak najmniejsza,
- współczynnik oddziaływania wstecznego μ powinien być jak najmniejszy (duża oporność kolektora — mała oporność bazy).

2.2. Ogólna dyskusja parametru α

Jak wynika z części 2.1. niezbędnym warunkiem uzyskania oporu ujemnego jest taki wybór warunków projektowania tranzystora, ażeby współczynnik α_0 był znacznie większy od jedności, umożliwia to bowiem powstawanie czystego oporu ujemnego w pasmie częstotliwości od zera do częstotliwości granicznej.

W celu ułatwienia oceny wyboru odpowiedniej konstrukcji tranzystora konieczna jest szczegółowa analiza wyrażenia na zwarciovą współczynnik wzmocnienia prądowego α określony zależnością [23]

$$\alpha = - \left. \frac{\partial I_k}{\partial I_e} \right|_{U_k = \text{const.}} \quad (9)$$

gdzie I_k i I_e — całkowite prądy kolektora i emitera. Wartość całkowitego prądu kolektora zależy, jak wiadomo, od zdolności emisyjnych emitera określonych współczynnikiem γ , od zdolności przenoszenia przez obszar bazy do obszaru kolektora nośników wprowadzonych doń przez

emiter, określonej współczynnikiem β , oraz od sposobu zebrania tych nośników przez kolektor, co uwzględnia współczynnik α^* [4].

Jeśli przyjąć następujące oznaczenia

$$\gamma = \frac{\partial I_{we}}{\partial I_e}, \quad (10)$$

$$\beta = \frac{\partial I_{wk}}{\partial I_{we}}, \quad (11)$$

$$\alpha^* = \frac{\partial I_k}{\partial I_{wk}}, \quad (12)$$

gdzie

I_{we} — prąd nośników większościowych emitera wprowadzonych przezeń do obszaru bazy,

I_{wk} — prąd nośników większościowych emitera docierający do obszaru kolektora,

to wzór (9) można napisać w postaci

$$\alpha = \gamma \cdot \beta \cdot \alpha^*. \quad (13)$$

Współczynnik β i γ z definicji są mniejsze od jedności i w stosunkowo dużym zakresie zmian prądu emitera mają wartość stałą pod warunkiem, że rozkład gęstości prądu w całym przekroju złącza emitera jest równomierny, co jest spełnione przy średnicach złącza niewiele większych od dwukrotnej długości drogi dyfuzyjnej ($d \leq 2,5L$) [6].

Wynika stąd, że wartość $\alpha > 1$ otrzymać można tylko wtedy, gdy współczynnik α^* spełnia nierówność

$$\alpha^* > \frac{1}{\gamma \cdot \beta}. \quad (14)$$

Wyrażenie (12) może być napisane jako

$$\alpha^* = \frac{I_{wk} + I_{dk}}{I_{wk}} = 1 + \frac{I_{dk}}{I_{wk}}, \quad (15)$$

gdzie

I_{wk} — prąd nośników większościowych dopływających z emitera do obszaru bariery kolektora,

I_{dk} — prąd dodatkowy wywołany przez nośniki prądu I_{wk} .

Źródłem prądu I_{dk} może być bądź lawinowa jonizacja wytworzona przez prąd I_{wk} w obszarze bariery, bądź działanie pola zmiennego na skraju bariery kolektora po stronie obszaru kolektorowego na nośniki mniejszościowe tego obszaru.

W celu uzyskania w tranzystorach warstwowych wartości α większych od jedności, wykorzystano przede wszystkim zjawisko [36, 35, 17] zaob-

serwowane po raz pierwszy w 1953 r. przez K. Mc. Kaya i K. Mc. Afce [18, 19], a dotyczące powielania elektronowego w krzemie i germanie. Zaobserwowano mianowicie, że szybkie elektrony bądź dziury, poruszając się w poprzek bariery spolaryzowanej wstecznie w obecności dużych pól elektrycznych, powodują jonizację wskutek zderzeń z atomami sieci, a powstająca ilość par elektron-dziura (a więc i dwie składowe prądu) określona jest wzorem

$$\alpha_j = (1 - M^{-1}) \frac{1}{w_{sk}} \quad (16)$$

gdzie

α_j — oznacza liczbę par elektron-dziura wytworzonych przez nośnik jonizujący na drodze 1 cm w kierunku pola,

M — obserwowany współczynnik powielania,

w_{sk} — skuteczna szerokość bariery wynosząca ok. połowy szerokości bariery określonej z pomiaru pojemności bariery.

Wyniki pomiarów współczynnika jonizacji α_j dla germanu i krzemu przedstawiono na rys. 8. Wynika stąd, że w szerokich barierach uzyskuje

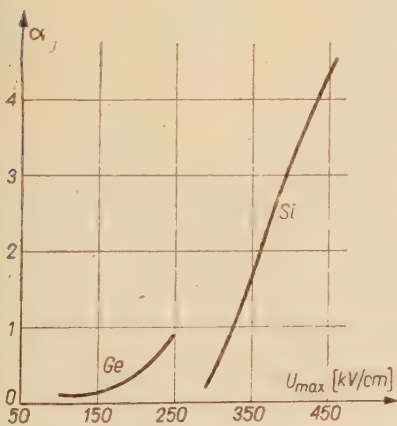
się duże wartości współczynnika powielania M . Ponieważ z drugiej strony wzrost natężenia pola w barierze wywołuje wzrost jonizacji, zjawisko powielania obserwuje się również i w cienkich barierach o dużym przyłożonym napięciu wstecznym. Zjawisko to było wykorzystane przez S. M. Millera i J. Ebersa [16], H. Schenkela, H. Statza [27] oraz J. Beala, W. Stephensona i E. Wolfendala [3], dla otrzymania tranzystorów stopowych o $\alpha > 1$. Przy wykorzystaniu tego zjawiska otrzymuje się następującą zależność na α :

$$\alpha = \alpha_0 \alpha_1^* \quad (17)$$

gdzie

α_0 — współczynnik wzmocnienia prądowego przy bardzo małej wartości U (asymptotyczna wartość dla $U \rightarrow 0$),

$$\alpha_1^* = \frac{1}{1 - \left(\frac{U_k}{U_{kp}} \right)^m}, \quad (18)$$



Rys. 8

gdzie

- U_k — napięcie kolektora w punkcie pracy,
 U_{kp} — napięcie przebicia kolektora,
 m — współczynnik zależny od rodzaju materiału, typu przewodnictwa, stopnia domieszkowania (wynosi od 3—7).

Typowy przebieg $a=f(U_k)$ obserwowany w przypadku tranzystora stopowego przedstawiono na rys. 4. Charakterystyczną cechą tej zależności jest to, że $a > 1$ osiąga się w obszarze stosunkowo dużych napięć kolektora, jest to niewątpliwie wadą niesprzyjającą stabilnej pracy ze względu na stosunkowo duże napięcia stanowiące znaczną część napięcia przebicia. Częstotliwości pracy uzyskiwane przy wykorzystaniu tego zjawiska są bardzo wysokie [29], co wynika z natury lawinowego narastania prądu. Czasy narastania są krótsze niż 10^{-8} sekundy.

Współczynnik a większy od jedności uzyskać można w tranzystorach warstwowych nie tylko przez wybór odpowiedniej wartości współczynnika a_1^* , lecz także przez wybór materiału kolektora o dużej stosunkowo czystości, dzięki czemu prąd mniejszościowy płynący z obszaru kolektora do obszaru bazy stanowi znaczny procent prądu całkowitego bariery kolektora; można to zapisać w następującej postaci:

$$\alpha_2^* = \frac{I_{wk} + I_{mk}}{I_{wk}} = 1 + \frac{I_{mk}}{I_{wk}}, \quad (19)$$

gdzie

I_{mk} — prąd mniejszościowy kolektora.

Powstawanie tego współczynnika wyjaśnić można wciągającym działaniem pola elektrycznego bariery na nośniki mniejszościowe znajdujące się w obszarze przybarierowym kolektora. Jest ono tym skuteczniejsze, im większa jest gęstość nośników mniejszościowych w tym obszarze, a więc im jest on mniej zanieczyszczony, największą zatem składową I_{mk} uzyskamy w przypadku półprzewodnika samoistnego.

Uproszczony wzór na α_2^* [11, 4], w przypadku małych gęstości prądu ma postać następującą:

$$\alpha_2^* = 1 + \frac{\sigma_{mk}}{\sigma_{wk}} = 1 + \frac{\mu_{mk}}{\mu_{wk}} \frac{n_{mk}}{n_{wk}}, \quad (20)$$

gdzie

μ_{mk} , μ_{wk} — ruchliwości nośników mniejszościowych i większościowych kolektora,

n_{mk} , n_{wk} — gęstości nośników mniejszościowych i większościowych kolektora.

W przypadku tranzystora p—n—p wzór (20) sprowadza się do postaci

$$\alpha_2^*,_{p-n-p} \approx 1 + 2 \frac{n_k}{p_k}. \quad (21)$$

Przykładowe wartości a_2^* [9] dla germanu typu p (tranzystor p—n—p) w temperaturze 293° K i 343° K obliczone teoretycznie podano w tablicy 2.

Tablica 2

$\rho \text{ } \Omega\text{cm}$	1	5	10	30	40
$T=293^\circ\text{K}$	1,0001	1,0026	1,0094	1,112	1,256
$T=343^\circ\text{K}$	1,006	1,11	1,78	2,60	2,93

Oczywiście pewna modyfikacja wzoru (21) jest konieczna przy dużych gęstościach prądu kolektora. Wzór (21) nie uwzględnia bowiem wpływu nośników docierających do kolektora na gęstość nośników mniejszościowych w obszarze przybarierowym, co powoduje wzrost przewodności obszaru przybarierowego, z czym łączy się wzrost wartości współczynnika a_2^* .

Zajmiemy się teraz wpływem temperatury na współczynniki a_2^* i a_1^* . Podkreślić należy fakt, że zmiany temperatury wpływające na gęstość nośników w obszarze kolektora wywołują duże zmiany wartości współczynnika a_2^* .

Wynika to z zależności

$$n_i^2 = n_k p_k. \quad (22)$$

Podstawiając obliczoną stąd wartość n_k we wzór (21) otrzymujemy zależność następującą:

$$a_{2^*, p-n-p}^* \approx 1 + 2 \frac{n_i^2}{p_k^2}. \quad (23)$$

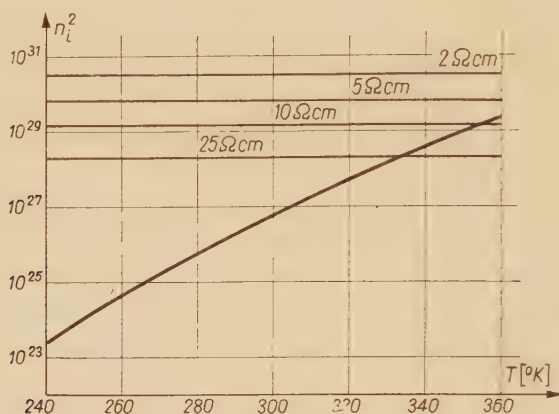
Ze względu na duży wpływ temperatury na gęstość par elektron-dziura półprzewodnika samoistnego, określony np. w przypadku germanu zależnością

$$n_i^2 = 9,3 \cdot 10^{31} T^3 \exp\left(-\frac{8700}{T}\right), \quad (24)$$

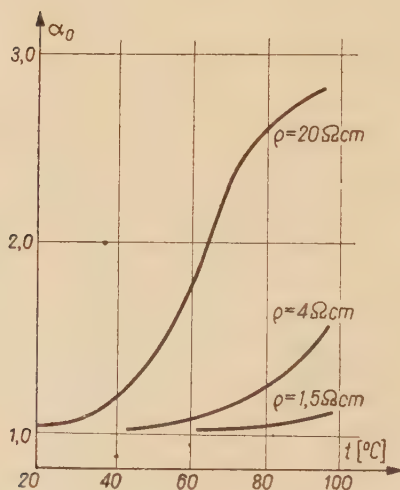
współczynnik a_2^* jest również silnie zależny od temperatury. Wykres funkcji (24) w zakresie temperatur od 240 do 350° K przedstawiono na rys. 9. Na wykresie tym naniesiono szereg prostych odpowiadających (wypadkowym) gęstościom domieszek akceptorowych w germanie przy opornościach właściwych 2, 5, 10 i 25 Ωcm . Wykres przedstawiony na rys. 9 umożliwia ocenę wpływu temperatury na wartość współczynnika a_2^* . Obliczone wg wzoru (23) wartości tego współczynnika a_2^* w za-

leżności od temperatury dla różnych oporności właściwych materiału stosowanego w obszarze kolektora przedstawiono na rys. 10.

Ze względu na zastosowanie, interesująca być może zależność współczynnika powielania M od temperatury. Wyniki dotychczasowych badań



Rys. 9



Rys. 10

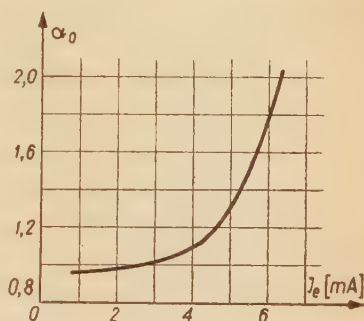
wskazują raczej na niezależność tej wielkości od temperatury [19]. Przy szerokich barierach należy oczekiwać pewnego wpływu temperatury na efektywną wartość prądu bariery, ze względu na zmieniający się z temperaturą czas życia, ponieważ wg danych doświadczalnych czas życia w germanie, o gęstości atomów miedzi zwykle spotykanej w dobrym ger-

manie, maleje dla malejących wartości temperatury. W związku z tym przy niższych temperaturach należy oczekiwać malenia wartości M w przypadku szerokich barier.

Lawinowy wzrost prądu kolektorowego złącza p — n można uzyskać również przy dużych gęstościach prądu.

Tę właściwość wykorzystał autor dla otrzymania współczynnika α większego od jedności w tranzystorach stopowo-dyfuzyjnych. Typową charakterystykę zależności współczynnika α od prądu emitera przedstawiono na rys. 11. Wykorzystanie tej właściwości nie było dotychczas w literaturze omawiane.

W oparciu o badania przeprowadzone przez autora (patrz rys. 15 i 18) wnioskować można, że spełniona zostaje w tym przypadku następująca empiryczna zależność



Rys. 11

$$\alpha = \exp \left[\xi \left(\frac{I_e}{I_{eo}} - 1 \right)^2 \right], \quad (25)$$

gdzie

ξ — współczynnik zależny od stosunku drogi swobodnej do grubości bariery lub długości drogi dyfuzyjnej, o ile jest ona mniejsza od szerokości bariery,

I_e — prąd, dla którego zmierzono wartość α ,

I_{eo} — prąd, dla którego $\alpha = 1$.

Przypuszcza się, że powyższa zależność jest wypadkową działania efektu lawinowej jonizacji uwzględnionej przez współczynnik α_1^* działania pola elektrycznego w kolektorze na nośniki mniejszościowe znajdujące się na skraju bariery, co uwzględnia współczynnik α_2^* oraz działania temperatury złącza kolektora.

Analizę wpływu poszczególnych czynników na wartość α utrudniać może również zmiana wartości współczynnika γ i β zachodząca przy rosnących prądach tranzystora. W szczególnie dużym stopniu może tu wpływać współczynnik γ , jeśli uwzględnić, że pomiary wykonywano częstokroć przy gęstościach prądu ponad 30 A/cm^2 .

2.3. Warunki konieczne dla uzyskania wartości $\alpha > 1$ i sposób realizacji tranzystora

Jak wynika z dotychczas przedstawionych faktów, uzyskanie wartości $\alpha > 1$ wymaga spełnienia warunku $\alpha^* > \frac{1}{\gamma \cdot \beta}$. W celu uzyskania jak największej wartości współczynnika α należy więc konstruować tranzystor,

ażeby współczynniki γ i β przyjmowały wartości możliwie bliskie jedności oraz były mało zależne od gęstości prądu płynącego przez tranzystor oraz od przyłożonego na kolektor napięcia.

Warunki powyższe spełnia całkowicie tranzystor stopowo-dyfuzyjny ze względu na małą grubość obszaru bazy wynoszącą od 5 do 10 μ , o stosunku przewodności obszarów emitera i bazy, wystarczająco dużym (przynajmniej kilkadziesiąt) [24].

Współczynnik $\alpha > 1$ uzyskać można przez wykorzystanie zjawiska lawinowej jonizacji przy dużych napięciach lub dużych prądach w połączeniu ze zjawiskiem wzrostu prądu mniejszościowego z obszaru kolektora (α_2^*). Dla uzyskania dużej wartości α_1^* , wskutek zjawiska lawinowej jonizacji, dążyć należy do wytworzenia warunków sprzyjających temu zjawisku przez wybór stosunkowo dużej oporności właściwej materiału kolektora, co daje wzrost grubości bariery kolektora. Grubość bariery powinna być wielokrotnie większa od długości drogi swobodnej l_0 , która dla germanu samoistnego w temperaturze $T = 300^\circ \text{K}$ wynosi

$$l_0 \approx 0,08 \mu,$$

w przypadku germanu domieszkowanego o oporności właściwej ok. 1,5 Ωcm wartości l_0 wynosi ok. 0,06 μ .

Szerokość bariery d dla złącza o liniowej zmianie gęstości domieszek określa wzór

$$d \approx 5,14 \cdot 10^2 \left(\frac{U}{a} \right)^{1/3} \quad (26)$$

co przy $a = 10^{19}$ atomów/ cm^3 i $U_k = -6\text{V}$ daje grubość bariery $d = 20$ mikronów, a więc całkowicie wystarczającą. Ponieważ wzrost napięcia U równocześnie powoduje wzrost grubości bariery kolektora, oznacza to, że wzrost natężenia pola jednocześnie zwiększa jonizację i wydłuża drogę, wzdłuż której odbywa się jonizacja.

Duża wartość oporności właściwej półprzewodnika sprzyja także wzrostowi wartości α_2^* . Warunkiem niezbędnym do uzyskania maksymalnej wartości α_1^* i α_2^* jest dostatecznie duża wartość czasu życia, tak, aby droga dyfuzyjna nośników przechodzących przez barierę była co najmniej równa szerokości bariery d .

Jeśli przyjmując, że wartość d wynosi 50 μ , to przy $D = 40 \text{ cm}^2/\text{sek}$ czas życia τ musi wynosić co najmniej

$$\tau = \frac{L^2}{D} \approx 0,6 \mu\text{s}.$$

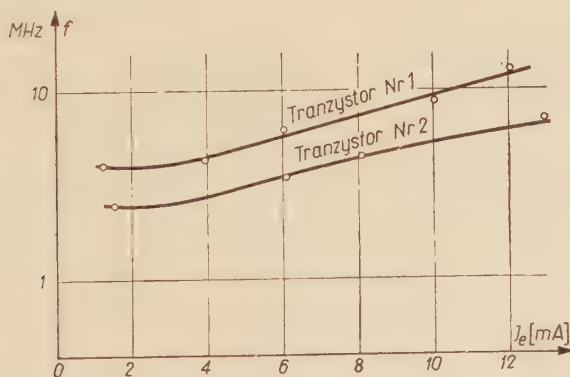
Spełnienie tego warunku nie powinno więc nastroczać jakichkolwiek trudności technologicznych [24], biorąc pod uwagę, że takie szerokości

bariery występować będą przy materiale o wysokiej oporności właściwej, którego początkowy czas życia będzie wysoki. Zwiększenie α uzyskać więc można przez zastosowanie na obszarze kolektora materiału o odpowiednio dużej oporności właściwej.

2.4. Warunki, którym powinny odpowiadać pozostałe parametry tranzystorów o charakterystykach oporności ujemnej

Dla uzyskania ujemnej oporności wejściowej zgodnie z wynikami dyskusji w części 2.3 trzy następujące parametry muszą być wzięte pod uwagę, a mianowicie: częstotliwość graniczna f_a , oporność emitera i oporność bazy. Ze względu na zakres częstotliwości należy wybierać f_a możliwie duże, a oporność bazy r_b możliwie małą, tym bardziej, że stosownie do potrzeby może ona być uzupełniona przez oporność zewnętrzną bezreaktancyjną.

Mała wartość oporności bazy ma bardzo duże znaczenie przy dużym prądzie bazy płynącym, gdy wartości α znacznie przekraczają jedność. Na



Rys. 12

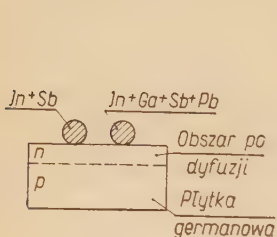
oporze tym wytwarza się bowiem spadek napięcia o dużej wartości składowej osiowej napięcia (skierowanej od kolektora ku emiterowi), która zwiększa gęstość nośników w środkowej części kanału emiter-kolektor i która skraca czas przelotu nośników mniejszościowych pomiędzy złączami emitera i kolektora, czemu należy przypisać znaczny wzrost częstotliwości granicznej (rys. 12) tranzystorów podobnej konstrukcji, chociaż zupełnie różnej mocy. To pole może wywołać nierównomierny rozkład gęstości prądu w przekroju i spowodować duży wzrost gęstości prądu w środkowej części obszaru kolektora przy równoczesnym zmniejszeniu strat na rekombinację powierzchniową, czemu towarzyszy wzrost współczynników γ_0 i β_0 .

Oporność emitera zależna jest wyłącznie od prądu emitera, którego wzrost zwiększa oporność ujemną. Średnica emitera powinna spełniać warunek niezbędny do utrzymania równomiernego rozkładu gęstości prądu na całym przekroju złącza [4].

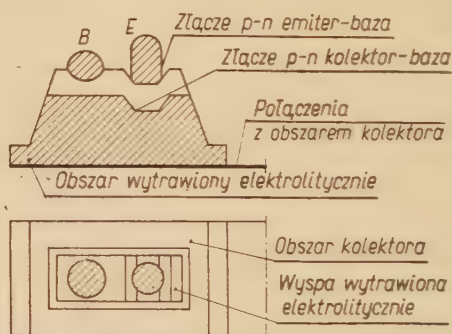
3. WYNIKI DOŚWIADCZALNE UZYSKANE ZA POMOCĄ TRANZYSTORÓW STOPOWO-DYFUZYJNYCH

3.1. Badanie wpływu parametrów konstrukcyjnych tranzystora na wartość współczynnika α

Głównym celem pracy było ustalenie zależności pomiędzy współczynnikiem α i właściwościami materiału półprzewodnikowego zastosowanego do konstrukcji tranzystora stopowo-dyfuzyjnego. Dla łatwiejszego zrozumienia, jakie wielkości konstrukcji tranzystora ulegały zmianie, omówiona zostanie konstrukcja tranzystora schematycznie przedstawiona na rys. 13 i 14. Złącza $p-n$ w tym typie tranzystora są wytwarzane podczas



Rys. 13



Rys. 14

procesu stopowo-dyfuzyjnego opisanego szczegółowiej w pracy [20]. Materiałem wyjściowym jest german typu p o oporności właściwej dobieranej odpowiednio do zadanej wartości α . Materiał ten, w postaci płytek $3 \times 3 \times 0,3$ mm, poddaje się dyfuzji antymonu w odpowiednim stańowisku próżniowym w temperaturze 750°C przez 2 godziny. W ten sposób uzyskuje się złącze $p-n$ w odległości od 15 do 50μ od powierzchni w zależności od oporności właściwej materiału. Na płytce umieszcza się teraz dwie kulki: jedną ze stopu ind-antymon-gal w ilościach 92,5%, 7%, 0,5%, drugą ze stopu cyny 99% i antymonu 1%. Całość podgrzewa się do temperatury 650°C przez 20 do 30 minut. W tym czasie z powierzchni rozgraniczającej fazy ciekłą i stałą (rys. 14) dyfundują atomy antymonu do obszaru znajdującego się w stanie stałym. Wskutek tego, po rekrystalizacji części stopionej na granicy pomiędzy częściami rodzimą kryształ i rekrystalizującą, powstaje złącze $p-n$ emiter—baza i w bezpośrednim

sąsiedztwie w głębi kryształu w odległości kilku mikronów złącze $n-p$ baza—kolektor. Złącze pierwsze ma charakter stopowego o raptownej zmianie gęstości domieszek na granicy złącza, drugie zaś jest o stopniowej zmianie gęstości domieszek; wewnątrz obszaru bazy rozkład domieszek jest zbliżony do wykładniczego, wskutek czego powstające tu pole elektryczne skraca znacznie czas przelotu nośników przez obszar bazy powiększając częstotliwość graniczną tranzystora. Kulka cynowa tworzy połączenie nieprostujące z obszarem bazy. Obszar zawierający obie kulki maskuje się za pomocą cienkiej warstwy lakieru i całość trawi się w mieszaninie o odpowiednim składzie, dzięki czemu otrzymuje się wyspę (rys. 14). Wyspa ta określa wartość pojemności kolektor—baza. Po usunięciu warstwy ochronnej lakieru z emitera i bazy wykonuje się połączenia elektrod emitera, bazy i kolektora. Ażeby wyeliminować trudności (zmienność γ) powstające przy dużych gęstościach prądu emitera, badanie przeprowadzono dla dwóch rodzajów tranzystorów, a mianowicie o dużej oraz małej powierzchni emitera $s_e \approx 0,7 \div 1 \text{ mm}^2$ ($s_e \approx 0,03 \text{ mm}^2$). Umożliwiło to równocześnie zbadanie właściwości oporu ujemnego w przypadku bardzo wielkich częstotliwości, pierwszy bowiem rodzaj tranzystorów miał częstotliwość graniczną ok. 10 MHz, drugi zaś od 50 do 120 MHz. Tranzystory tego typu wykonano na trzech rodzajach materiału typu p , a mianowicie: o oporności ok. $2 \Omega\text{cm}$, $3 \div 5 \Omega\text{cm}$ i $10 \div 20 \Omega\text{cm}$. Zapewnia to szeroki zakres zmian szerokości bariery kolektora od 2 do 30μ przy $U_k = -1,5 \text{ V}$, dzięki czemu możliwe jest pełne wykorzystanie jonizacji lawinowej (α_1^*) równocześnie, zwłaszcza przy większych opornościach wykorzystuje się prądy mniejszościowe z obszaru kolektora (współczynnik α_2^*).

Ponieważ gęstość domieszek w procesie obróbki termicznej podczas dyfuzji może ulegać pewnym zmianom, przeprowadzono pomiary oporności obszaru kolektora na specjalnie przygotowanych płytkach poddawanych tego samego rodzaju obróbce oraz określono gęstość domieszek na podstawie pomiaru pojemności kolektora i emitera [7].

W przypadku bariery kolektora gradient domieszek w barierze określa się z zależności

$$a = \frac{UC^3}{26,2} 10^9 \text{ atom/cm}^4, \quad (27)$$

gdzie

U — napięcie zewnętrzne plus napięcie wewnętrzne bariery

$$\frac{kT}{q} \ln \frac{n_i^2}{n_p p_n},$$

C — pojemność złącza w pF/mm^2 .

Szerokość bariery określa wzór (26).

W przypadku złącza emiterowego gęstość domieszek na brzegu obszaru bazy przy barierze emitera

$$N = \frac{UC^2}{1,125 \cdot 10^{-7}} \text{ atom/cm}^3, \quad (28)$$

i grubości obszaru bariery

$$d = 4,21 \cdot 10^3 \left(\frac{U}{N} \right)^{1/2} \quad (29)$$

Poniżej w tablicy 3 zestawiono wyniki pomiarów wykonane na serii tranzystorów stopowo-dyfuzyjnych, wykonanych na materiałach o oporności 1,5; 3 i $10 \div 25 \Omega\text{cm}$ zmierzonej metodą czteropunktową (za pomocą 4-punktowej sondy — używanej jako standartowy przyrząd do pomiaru oporności właściwej).

Ogółem przebadano 60 tranzystorów. Charakterystyczną ich cechą była współzależność przebiegu współczynnika α przy zmiennym prądzie emitera i oporności właściwej materiału, z którego był wykonany kolektor. Wykonano je w trzech różnych wielkościach, a mianowicie: o powierzchni kolektora ok. 9 mm^2 , 4 mm^2 i $0,1 \div 0,15 \text{ m}^2$. Tego ostatniego rodzaju tranzystory wykonano w ilości 50 sztuk.

W celu ułatwienia korelacji pomiędzy pewnymi wielkościami należy

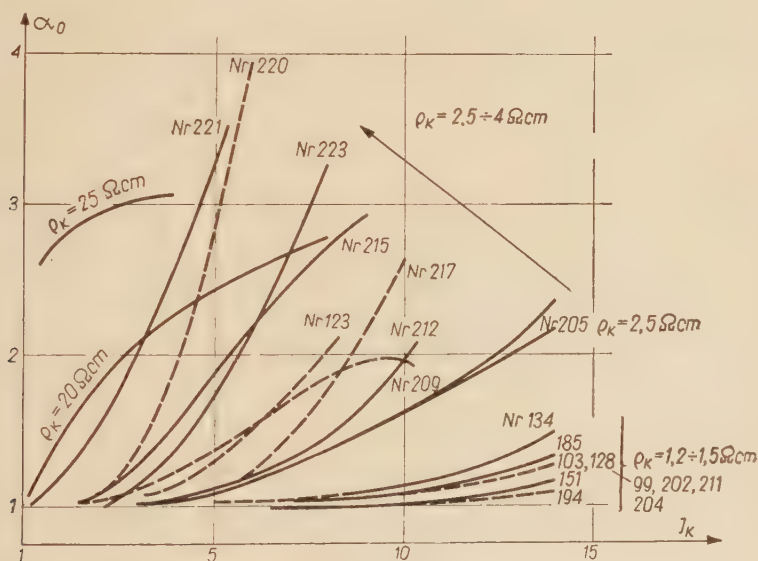
Tablica 3

Parametr obliczony	Oporność materiału kolektora w Ω cm																				
	1 ÷ 1,5													2 ÷ 3				10 ÷ 25			
	Nr	109	114	128	134	144	146	194	205	213	215	220	223	1	2	3	103				
d_{kl}^{μ} $U - 2,8$ V		4,4	3,7	6,5	6,5	5,0	4,2	4,3	5,8	5,9	5,9	3,3	4,1	14	10,3	8,7	10,8				
$N_k \cdot 10^{15} \text{cm}^{-3}$		1,7	2,7	0,97	0,97	1,55	2,14	2,06	1,13	1,14	1,14	3,44	2,3	0,117	0,36	0,5	0,32				
$\rho_i \Omega$ cm		2	1,3	3,6	3,6	2,1	1,6	1,65	3,0	3,0	3,0	1,0	1,6	25	9,8	6,5	11				
$N_b \cdot 10^{17} \text{cm}^{-3}$		—	—	1,4	1,3	0,6	—	0,6	—	—	—	—	—	—	—	—	—				
$\rho_b \Omega$ cm		—	—	0,08	0,05	0,14	—	0,14	—	—	—	—	—	—	—	—	—				

Dokładność obliczonych wyników wynosi $\pm 25\%$ w przypadku szerokości bariery i $\pm 50\%$ wartości w przypadku N_k . Wynika to ze stosunkowo małej dokładności pomiaru powierzchni złącza; błąd jej pomiaru oceniono na ok. $\pm 20\%$ oraz błędu pomiaru pojemności wynoszącego $\pm 5\%$. Wynika stąd maksymalny błąd określenia oporności właściwej obszaru kolektora ok. $\pm 50\%$.

zwrócić uwagę na fakt, że tranzystory o numeracji od 105 do 204 wykonane były z materiału wyjściowego typu p o oporności właściwej od 1 do 1,5 Ωcm , a o numeracji od 205 wzwyż z materiału o oporności od 2 do 4 Ωcm . Natomiast tranzystory o numeracji niższej niż 105 wykonano z materiału o dużej oporności od 10 do 25 Ωcm .

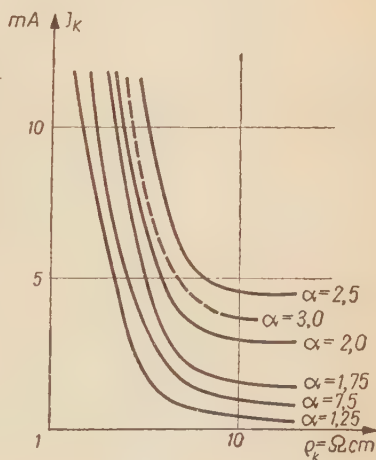
Dla tranzystorów podanych w zestawieniu oraz szeregu innych przygotowanych w podobny sposób i z tego samego materiału wykonano pomiary współczynnika α_0 w funkcji prądu emitera. Wyniki tych pomiarów przedstawiono w postaci wykresów na rys. 15. Wykresy te całkowicie



Rys. 15

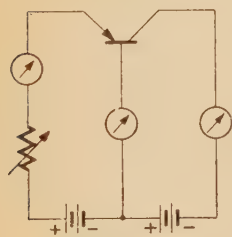
potwierdzają teoretyczne rozważania części 3.1 i 3.2, a mianowicie wyniki można uogólnić w postaci krzywych przedstawionych na rys. 16, które wskazują, jak zależy wartość współczynnika α_0 od wartości prądu kolektora dla różnych wartości oporności materiału kolektora.

Pomiar wartości α_0 wykonywano kilkoma sposobami, a mianowicie: pomiar w zakresie wartości $\alpha_0 < 1$ wykonywano standardową metodą mostkową pomiaru parametrów macierzy $|h|$, w zakresie wartości $\alpha_0 > 1$ — metodą miliwoltomierza określającego



Rys. 16

względną zmianę prądu kolektora (przez pomiar napięcia na stałym oporze wyjściowym ok. $5\ \Omega$) przy stałej wartości prądu emitera oraz metodą miliamperomierzy (rys. 17) z charakterystyk statycznych. Określona w tym ostatnim przypadku zależność I_k od I_e , przy czym prąd I_k mierzony jest jako suma prądu I_e i I_b (wziętych z prawidłowymi znakami), pozwala wykreślić i wyznaczyć wartość α_0 w każdym punkcie pracy jako styczną do krzywej $I_k = f(I_e)$ w tym punkcie.



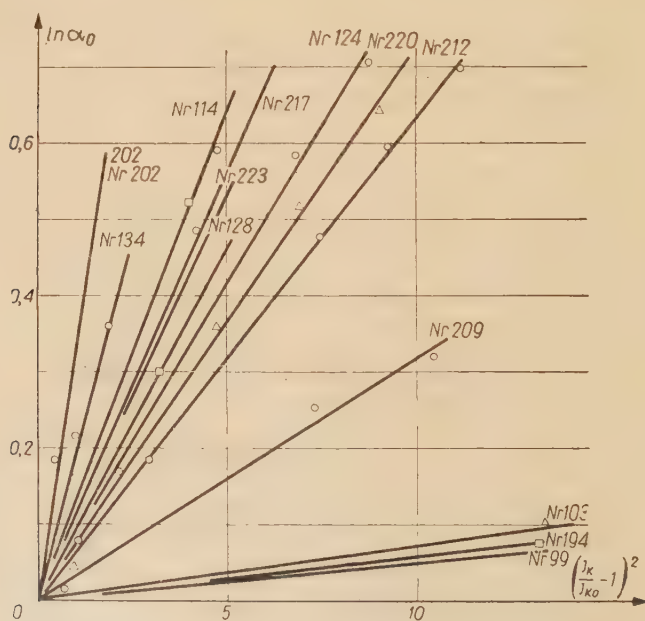
Rys. 17

Na podstawie wykonanych pomiarów wyznaczono współczynnik ξ występujący w zależności (25). Logarytmując tę zależność mamy

$$\ln \alpha = \xi \left(\frac{I_e}{I_{e0}} - 1 \right)^2. \quad (30)$$

Wykreślając równanie (30) dla szeregu zmierzonych tranzystorów (rys. 18), znajdujemy wartości współczynników ξ dla poszczególnych tranzystorów. Wartości ξ zestawiono w tablicy 4 z odpowiednimi wartościami oporności właściwej obszaru kolektora oraz szerokościami bariery kolektora obliczonymi dla $U_k = -3\text{ V}$.

Analiza tablicy 4 wskazuje na brak korelacji pomiędzy wartościami ξ



Rys. 18

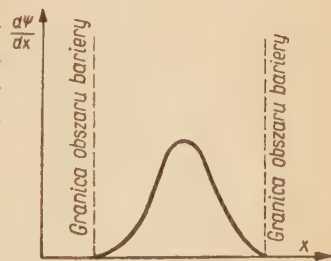
Tablica 4

Nr tranzystora	99	103	109	114	124	128	134	200
$\xi \cdot 10^{-2}$	0,6	0,80	14,8	12,9	8,0	9,0	18,5	17,2
$\varrho \ \Omega \text{ cm}$	1,5	10	1,5	1,5	1,5	1,5	1,5	1,5
d_{μ} przy $U = -3 \text{ V}$	5,8	10,80	4,4	3,7	—	6,5	6,5	—

Nr tranzystora	202	204	205	209	212	217	219	220	223
$\xi \cdot 10^{-2}$	31,0	12,7	10,1	3,1	6,3	11,5	25,3	17,1	11,6
$\varrho \ \Omega \text{ cm}$	1,5	1,5	3	3	3	3	3	3	3
d_{μ} przy $U = -3 \text{ V}$	—	—	5,8	—	—	—	—	3,3	4,1

i d względnie ϱ , chociaż daje się zauważyć pewna tendencja do malenia wartości ξ przy rosnących szerokościach bariery kolektora, względnie rosnących wartościach oporności właściwej.

Brak korelacji wytłumaczyć można silną zależnością wielkości ξ od natężenia pola występującego w barierze gęstości prądu płynącego przez barierę i czasu życia nośników w tym obszarze. W czasie pomiarów stosowano bowiem prawie stałe napięcie na barierze kolektora, wskutek czego przy szerokich barierach wartość maksymalnego natężenia pola była mniejsza niż w przypadku cienkich barier, co znajduje pewne odzwierciedlenie w tendencji malenia ξ ze wzrostem d . Większe gęstości prądu, przy których wartość α przekracza jedność w przypadku łącz kolektorowych o mniejszej oporności właściwej materiału, zmniejszają pole elektryczne bariery, zważając efektywną grubość, wzdłuż której zachodzi jonizacja, co również obniża wartość ξ .



Rys. 19

Przy szerokich barierach pewne obniżenie wartości ξ może być wywołane rosnącym wpływem czasu życia nośników, którego działanie zaznacza się w obszarach brzegowych bariery, gdzie działanie jonizujące nośników ustaje wskutek malejącego tam szybko natężenia pola (rys. 19)*.

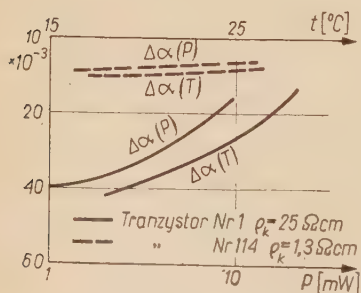
* Rozważania powyższe są próbą wyjaśnienia uzyskanych przez autora wyników doświadczalnych.

Na kształt charakterystyki $\alpha = f(I_e)$ wpływa również gęstość prądu w bazie oraz oporność właściwa materiału, z którego jest ona wykonana (patrz część 3.3).

W tego rodzaju tranzystorach obserwuje się duży wpływ temperatury złącza na wartość α_0 ; dotyczy to w szczególności przypadków o wyższych opornościach obszaru kolektora. Główną przyczyną tego zjawiska jest rosnąca z temperaturą wartość α_2^* . Jak wskazuje bowiem przybliżony wzór (23) wartość α_2^* zależy od stosunku $\frac{n_i^2}{p_k^2}$.

Ponieważ z drugiej strony gęstość par elektron-dziura n_i jest dla germanu funkcją temperatury [7] określoną przez zależność (24), należy oczekiwać, że ze wzrostem temperatury absolutnej T stosunek $\frac{n_i^2}{p_k^2}$ będzie

również wzrastał, co pociągnie za sobą wzrost współczynnika α_2^* . Zależność α_2^* dla germanu typu p w funkcji temperatury $t^\circ\text{C}$ przedstawiono na rys. 10. Wykresy te obliczono na podstawie wzorów (23) i (24). Jak z nich wynika, wpływ temperatury na wartość współczynnika α_2^* jest dość znaczny. Zmiany więc temperatury otoczenia oraz mocy traconej w tranzystorze mogą w dużym stopniu oddziaływać na parametr α_0 . Fakt ten zilustrowano wykresem wpływu mocy traconej w tranzystorze na przyrost $\Delta\alpha_0$ przy różnych temperaturach otoczenia przedstawionym na rys. 20. Utrzymanie stałej wartości α_0 wymaga stabilizacji średnich war-



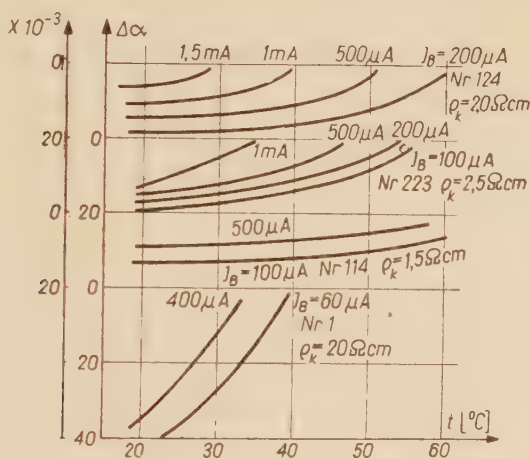
Rys. 20

tości prądów i napięć tranzystora oraz ograniczenie zmian temperatury zewnętrznej. Ponieważ w badanych tranzystorach stała wzrostu temperatury złącza wynosi $0,4^\circ\text{C/mW}$, każde zatem $2,5\text{ mW}$ mocy traconej podnosi temperaturę złącza o 1°C .

W celu rozdzielenia wpływu współczynników α_1^* i α_2^* na wartość α przeprowadzono pomiary zależności współczynnika α od temperatury dla różnych gęstości prądu. Pomiar wartości α przy bardzo małych prądach sterujących umo-

żliwia ocenę, czy przyczyną zmiany α jest tylko zmiana współczynnika α_2^* , czy też mamy tu do czynienia z innymi czynnikami. Charakterystyki zdjęte dla 5 tranzystorów o małej powierzchni nr 1, 114, 124 i 223 przedstawione na rys. 21, dla tranzystora o dużej powierzchni (nr 55) na rys. 22, po uwzględnieniu teoretycznego przebiegu współczynnika α_2^* od temperatury wskazują, że zmiany obserwowane przy małych gęstościach prądu pochodzą tylko od tego czynnika, jednakże przy rosną-

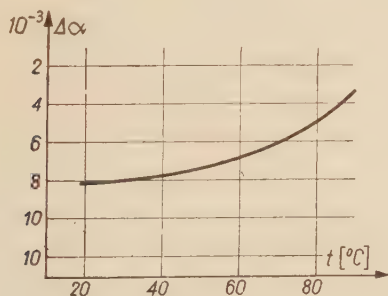
cych gęstościach prądu zaczyna oddziaływać również czynnik drugi, a mianowicie współczynnik α_1^* . Ponieważ przy wzroście gęstości prądu rośnie jednocześnie w sposób ściśle nieokreślony, wartość współczynnika α_2^* , rozdzielenie wpływu poszczególnych współczynników jest trudne, tym bardziej że zmiany temperatury wpływają jednocześnie na czas życia



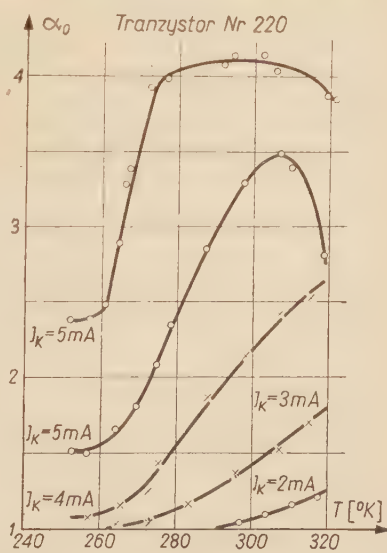
Rys. 21

nośników ładunku. Szczególnie charakterystyczny przebieg mają zależności pomiędzy współczynnikiem α_0 i temperaturą zdjęte dla szeregu wartości prądu kolektorowego tranzystora i przedstawione na rys. 23–26.

W części odpowiadającej temperaturom powyżej 250°K wykazują one charakterystyczne zagięcie dla przebiegu współczynnika α_2^* uzyskiwane dla materiału półprzewodnikowego o czystości odpowiadającej materiałowi o przewodnictwie prawie samo-

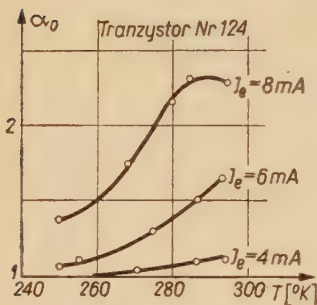


Rys. 22

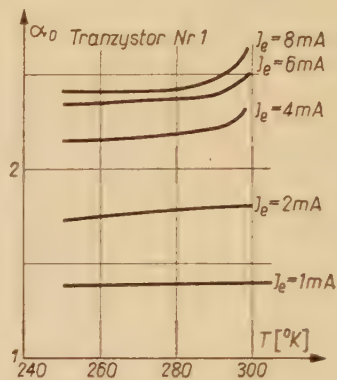


Rys. 23

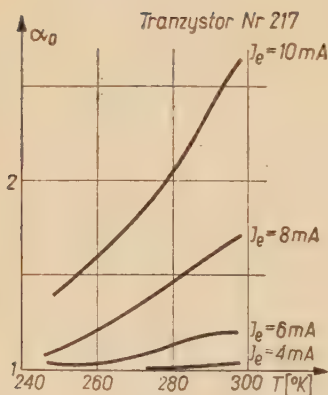
istnym. Interpretację utrudnia jednakże fakt, że podobny przebieg w funkcji temperatury obserwuje się w odniesieniu do czasu życia. Przyjmując za słuszne wyniki badań Mc. Kay'a [19], wg których współczynnik lawinowej jonizacji nie powinien być zależny od temperatury,



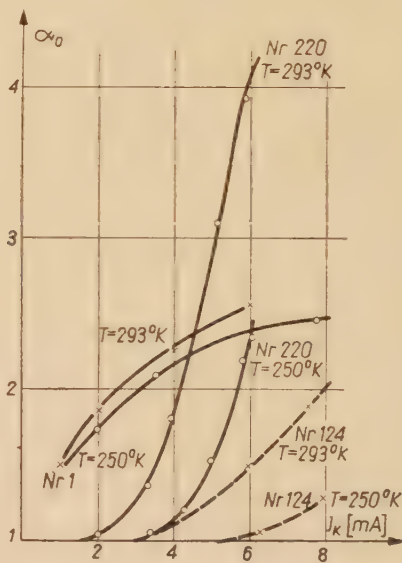
Rys. 24



Rys. 25



Rys. 26



Rys. 27

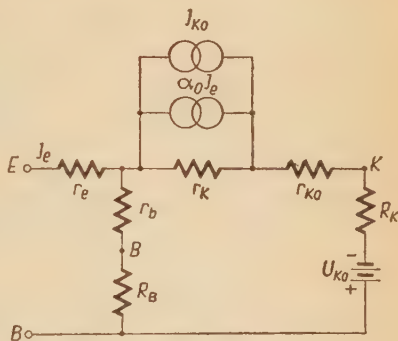
można oddzielić wpływ współczynnika α_1^* i czasu życia i uważać, że przebieg $\alpha_0 = f(I_e)$ (rys. 27) dla temperatur $T \approx 250^{\circ}\text{K}$ jest spowodowany wyłącznie działaniem lawinowej jonizacji. Wtedy oczywiście charakterystyka w temperaturze, np. $+19^{\circ}\text{C}$ jest wynikiem łącznego działania współczynników α_1^* i α_2^* . Założenie to nie uwzględnia jednakże wzman-

kowanej już uprzednio zmiany czasu życia zależnej od temperatury i właściwości materiału. Posiadanie wszystkich danych materiału półprzewodnikowego już po procesach technologicznych, jakim poddaje się go przy wykonaniu tranzystora, umożliwiłoby dokładną analizę wpływu każdego ze współczynników α_1^* i α_2^* . Ponieważ dotychczas znane metody pomiarowe nie pozwalają na wystarczająco dokładną analizę właściwości tak małych obszarów, z jakimi mamy do czynienia w tego rodzaju tranzystorach, dokładna ocena wpływu poszczególnych współczynników na wartość α nie jest możliwa.

3.2. Charakterystyka ujemnego oporu tranzystora w przypadku dużego sygnału i korelacja jej z wynikami pomiaru współczynnika α_0

Wyprowadzone w dodatku wyrażenie na impedancję wejściową tranzystora dotyczyło przypadku pracy w warunkach małego sygnału. Zachowanie się tranzystora w przypadku dużych sygnałów ocenić można na podstawie analizy przebiegu charakterystyki statycznej.

Przebieg charakterystyki statycznej tranzystora można wyznaczyć, przyjmując odpowiedni dla rozpatrywanego zakresu prądów układ zastępczy tranzystora. Ponieważ charakterystyka statyczna pokrywać się powinna z charakterystyką wyznaczoną dla częstotliwości bardzo małych, można więc — z dużym przybliżeniem — przyjąć układ zastępczy typu T wg rys. 28. Przyjmiemy początkowo, że oporności zewnętrzne w bazie R_b i w kolektorze R_k nie są równe zeru. Dla układu zastępczego wg rys. 28 napisać możemy zależność następującą: [2]



Rys. 28

$$U_e = I_e r_e + \frac{(R_b + r_b)[R_k + r_{k0} + r_k(1 - \alpha_0)]}{R_b + r_b + R_k + r_k + r_{k0}} I_e - \frac{R_b + r_b}{R_b + r_b + R_k + r_k + r_{k0}} [U_{k0} - I_{k0} r_k], \quad (31)$$

gdzie

I_e — prąd emitera,

I_{k0} — prąd zerowy kolektora,

U_{k0} — napięcie baterii kolektora,

r_{k0} — oporność obszaru kolektora.

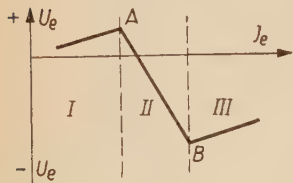
Jeśli przyjmując zależność (25), to w wyrażeniu (31) $1 - \alpha_0$ zastąpić mo-

zemy przez $1 - \exp \left[\xi \left(\frac{I_e}{I_{e0}} - 1 \right)^2 \right]$. Dla uproszczenia przyjmujemy, że oporności R_b i R_k są równe zero; wtedy wyrażenie (31) napiszemy w postaci

$$U_e = I_e r_e + \frac{r_b \left\{ r_{k0} + r_k \left[1 - \exp \xi \left(\frac{I_e}{I_{e0}} - 1 \right)^2 \right] \right\}}{r_b + r_k + r_{k0}} I_e - \frac{r_b}{r_b + r_k + r_{k0}} (U_{k0} - I_{k0} r_k). \quad (32)$$

Na podstawie znajomości przebiegu zależności $a(I_e)$ oraz $r_b(I_e)$ i $r_k(I_k)$ [2] można przewidzieć podział obszaru charakterystyki $U_e = f(I_e)$ na trzy charakterystyczne obszary: obszar I (rys. 29) w którym wartość U_e wzrasta, osiągając punkt A. W obszarze tym oporność r_k spełnia warunek $r_k \gg r_b + r_{k0}$ oraz $a_0 < 1$, zależność (31) przyjmuje więc postać

$$U_e \approx I_e r_e + r_b (1 - a_0) I_e. \quad (33)$$



Rys. 29

W obszarze I charakterystyka ma przebieg w znacznej części zbliżony do linii prostej.

Obszar II, na prawo od punktu A, w którym wartość a_0 staje się większa od jedności, a wartość r_k zaczyna coraz szybciej maleć, jednak pozostając jeszcze wielokrotnie większą od wartości r_b . Przybliżone równanie (32) przyjmuje postać

$$U_e = I_e r_e + \frac{r_b r_k (1 - a_0)}{r_b + r_k} I_e - \frac{r_b}{r_b + r_k} U_{k0} + I_{k0} r_b. \quad (34)$$

Przy czym wartość $I_{k0} r_b$ ma wartość bardzo małą wobec pozostałych składników. Z chwilą, gdy wartości prądu I_e znacznie wzrosną, zaczynają odgrywać rolę oporności r_{k0} i r_b , które stają się współmierne z opornością r_k . Składowa $I_e r_e$ osiąga wartość prawie stałą.

Uwzględniając, że

$$r_e \approx \frac{\text{const}}{I_e} \text{ i } r_k(I_e),$$

otrzymujemy po podstawieniu tych wyrażeń do równania (34) zależność następującą

$$U_e = \text{const} + \frac{r_b r_k(I_e)}{r_b + r_k(I_e)} (1 - a_0) I_e - \frac{r_b}{r_b + r_k(I_e)} U_{k0} + I_{k0} r_b. \quad (35)$$

Oporność r_b jest również w pewnym choć niewielkim stopniu funkcją prądu I_e .

Nachylenie charakterystyki $U_e = f(I_e)$ w tym obszarze znajdujemy różniczkując wyrażenie (35) względem I_e

$$r_{we} = \frac{dU_e}{dI_e} = + \frac{r_b}{(r_b + r_k)^2} \frac{dr_k}{dI_e} [(1 - a_0) I_e r_b + U_{k0}] + \frac{r_b r_k}{r_b + r_k} \left(1 - a_0 - I_e \frac{da}{dI_e} \right). \quad (36)$$

Znajdujemy teraz wartość $\frac{da}{dI_e}$ różniczkując zależność (25), a mianowicie

$$\frac{da}{dI_e} = 2\alpha \frac{\xi}{I_{e0}} \left(\frac{I_e}{I_{e0}} - 1 \right) \quad (37)$$

i uwzględniając, że $r_k = \frac{A}{I_e}$, skąd $\frac{dr_k}{dI_e} = -\frac{A}{I_e^2}$ (gdzie A jest stałą) po podstawieniu w (36) otrzymamy

$$r_{we} = - \frac{r_b A}{(r_b I_e + A)^2} [(1 - a_0) I_e r_b + U_{k0}] + \frac{r_b r_k}{r_b + r_k} \left\{ 1 - a_0 \left[1 + 2\xi \frac{I_e}{I_{e0}} \left(\frac{I_e}{I_{e0}} - 1 \right) \right] \right\}. \quad (38)$$

Ponieważ dla większości tranzystorów wartość ξ nie przekracza wartości 0,2, przy czym wartości użytecznych prądów kolektora, przy których rozpatruje się pracę tranzystora, jako oporu ujemnego, odpowiadają stosunkowi $\frac{I_e}{I_{e0}}$ mniejszemu od trzech można wyrażenie (38) rozwinąć na szereg i uwzględnić pierwsze trzy wyrazy rozwinięcia. Po podstawieniu w ten sposób uzyskanego wyrażenia w zależność na a otrzymano następujące wyrażenie

$$r_{we} = \frac{r_b A}{(r_b I_e + A)^2} \left[-\xi \left(\frac{I_e}{I_{e0}} - 1 \right)^2 I_b r_b - \frac{1}{2} \xi^2 \left(\frac{I_e}{I_{e0}} - 1 \right)^4 I_b r_b - \frac{1}{6} \xi^3 \left(\frac{I_e}{I_{e0}} - 1 \right)^6 I_b r_b - U_{k0} \right] + \frac{r_b r_k}{r_b + r_k} \left[-\xi \left(\frac{I_e}{I_{e0}} - 1 \right)^2 - \frac{1}{2} \xi^2 \left(\frac{I_e}{I_{e0}} - 1 \right)^4 - \frac{1}{6} \xi^3 \left(\frac{I_e}{I_{e0}} - 1 \right)^6 - 2\xi \frac{I_e}{I_{e0}} \left(\frac{I_e}{I_{e0}} - 1 \right) - 2\xi^2 \frac{I_e}{I_{e0}} \left(\frac{I_e}{I_{e0}} - 1 \right)^3 - \xi^3 \frac{I_e}{I_{e0}} \left(\frac{I_e}{I_{e0}} - 1 \right)^5 - \frac{1}{3} \xi^4 \frac{I_e}{I_{e0}} \left(\frac{I_e}{I_{e0}} - 1 \right)^7 + \dots \right]. \quad (39)$$

Wyrażenie powyższe można uprościć uwzględniając, że w zakresie użytecznym stała A , na podstawie pomiarów przeprowadzonych dla szeregu tranzystorów, wynosi ok. $0,5 \cdot 10^6 \Omega$, wartość r_b wynosi od 50 do 200Ω , a prądy I_e nie przekraczają $20 \cdot 10^{-3} A$.

Przy tych założeniach wyrażenie

$$\frac{r_b A}{(r_b I_e + A)^2}$$

ma wartość bardzo małą, a ponieważ suma w nawiasie przy tym wyrażeniu ma wartość również stosunkowo niedużą, część tę można w dalszych

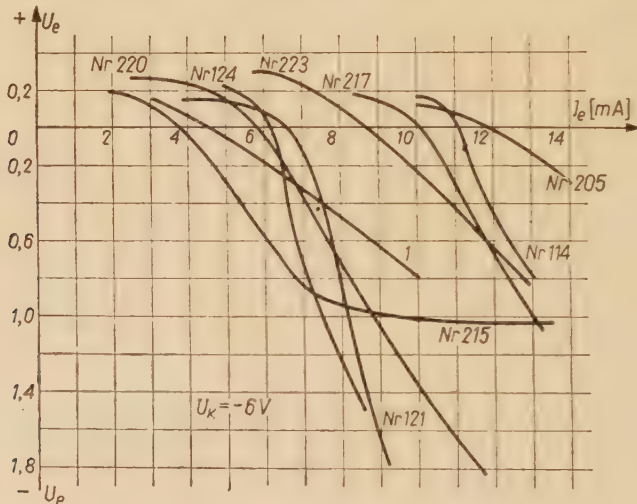
rozważaniach pominąć. Człon drugi wyrażenia (39) można uprościć do postaci następującej, wprowadzając oznaczenia $\frac{I_e}{I_{e0}} - 1 = U$

$$r_{we} = -\frac{r_b r_k}{r_b + r_k} \xi U \left[2 \frac{I_e}{I_{e0}} \left(1 + \xi U^2 + \frac{1}{2} \xi^2 U^4 + \frac{1}{6} \xi^3 U^6 \right) + U \left(1 + \frac{1}{2} \xi U^2 + \frac{1}{6} \xi^2 U^4 \right) \right]. \quad (40)$$

Zależność (40) wskazuje na możliwość wpływania na charakterystykę $r_{we}(I_e)$ przez

1. zmianę wartości prądu I_e ,
2. dobór tranzystora, czyli ξ i I_{e0} ,
3. dobór zewnętrznego oporu r_b .

Zależność ta wskazuje jednocześnie, że przy względnie stałych wartościach wejściowej oporności ujemnej r_{we} (wskazuje na to znak minus przed prawą stroną równania (40) przy pozostałych wielkościach wchodzących w równanie dodatnich), oporność wypadkowa $\frac{r_b r_k}{r_b + r_k}$ musi maleć, gdy wartość prądu I_e rośnie. Uzyskane dane doświadczalne, odnośnie charakterystyk $U_e = f(I_e)$ (rys. 30) wskazują, że wartość ułamka $\frac{r_b r_k}{r_b + r_k}$



Rys. 30

musi szybko maleć przy wzroście prądu I_e prawdopodobnie wskutek szybkiego malenia oporności bariery kolektora. Wynikałoby stąd, że oporność r_k w obszarze lawinowej jonizacji jest określona wyrażeniem o następującej postaci

$$r_k = r'_{k0} \frac{1}{\exp \frac{I_k}{I_{e0}}}, \quad (41)$$

gdzie

r_{k0} — oporność bariery przy prądzie I_{k0} ,

I_k — wartość prądu emitera, przy której r_k przyjmuje wartość r_k .

W obszarze trzecim, na prawo od punktu B , wartość r_k bardzo znacznie maleje; równocześnie zaczyna maleć wartość α_0 . Zależność pomiędzy prądem I_e i napięciem U_e przyjmuje wtedy przybliżoną postać

(przy R_k i $R_b=0$ oraz $\alpha \ll 1$)

$$U_e \approx I_e r_e + \frac{r_b[r_{k0} + r_k(1 - \alpha_0)]I_e - U_{k0}r_b + I_{k0}r_k r_b}{r_b + r_k + r_{k0}}. \quad (42)$$

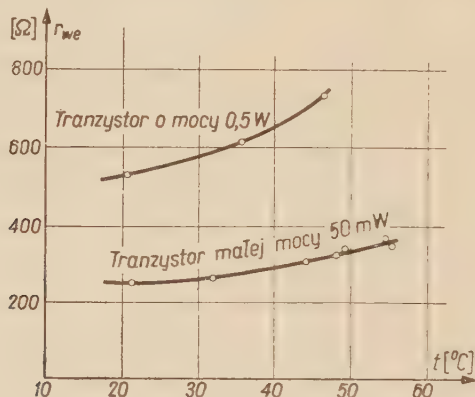
Równanie (42) reprezentuje przebieg zbliżony do linii prostej. Charakterystyka opisana równaniem (32) powinna przebiegać więc w sposób przedstawiony na rys. 29. Ma ona więc przebieg bardzo podobny do użytych doświadczalnie, a przedstawionych na rys. 30.

Zajmiemy się teraz analizą wartości oporności ujemnej. Z danych pomiarowych wynika, że w przypadku tranzystorów o małych wartościach α (dla oporności właściwej obszaru kolektora poniżej $2 \Omega \text{cm}$) oporność ujemna ma wartość stosunkowo stałą, przy większych wartościach α ($\alpha > 2 \Omega \text{cm}$) przebieg oporności staje się nieliniowy dopiero przy dużych wartościach prądu. Wynika to prawdopodobnie stąd, że w przypadku pierwszym malenie oporności r_k ze wzrostem prądu I_e kompensuje zmiany α . Przy większych wartościach α , czemu towarzyszy zwykle szybszy jej wzrost, ta kompensacja wywołana maleniem wartości r_k wskutek zbyt jeszcze małych prądów emitera nie jest wystarczająca.

Powstaje teraz pytanie, jak wpływać będą na charakterystyki oporu ujemnego duże wartości oporności obciążenia w kolektorze? Przy małych prądach (w obszarze I) charakterystyka nie ulegnie zmianie wobec $r_k \gg R_k$, w obszarze II duża wartość R_k niewątpliwie spowoduje skrócenie charakterystyki i zmniejszy wartość oporności ujemnej, czyniąc jej przebieg bardzo nieliniowym. Stąd wniosek, że optymalne wyniki uzyskać będzie można stosując niewielkie oporności obciążenia R_k oraz tranzystory o bardziej stopniowym wzroście wartości α (mniejsze ξ lub większe I_{e0}).

Na rys. 30 zestawiono przykładowo szereg charakterystyk oporności ujemnej uzyskanych dla grupy tranzystorów stopowo-dyfuzyjnych. Przy każdej z charakterystyk podany jest numer tranzystora, co ułatwi porównanie tej charakterystyki z przebiegiem współczynnika $\alpha_0 = f(I_e)$ przedstawionym dla tychże tranzystorów na rys. 15. Przebiegi charakterystyk wskazują na stosunkowo dobrą liniowość oporu ujemnego, umożliwiającą pracę dużymi amplitudami przy stosunkowo małych zniekształceniach przebiegu zmiennego.

Oporność ujemna w tym typie tranzystora, podobnie jak i w pozostałych typach, jest w dużym stopniu zależna od temperatury, co wynika zresztą, jak wyjaśniono wcześniej, ze zmienności parametrów α , r_b i r_e , przy czym największe znaczenie ma tu zmienność współczynnika α . W celu ustalenia wpływu temperatury na charakterystykę oporu ujemnego zdjęto zależność $U_e = f(I_e)$ dla różnych temperatur ustalanych za pomocą termostatu dla dwóch znacznie różnych mocy 1 W i 150 mW tranzystorów stopowo-dyfuzyjnych. Otrzymane zależności oporu ujemnego od temperatury przedstawiono na rys. 31. Z wykresów powyższych



Rys. 31

można wnioskować, że duże zmiany oporności ujemnej występują przy temperaturach powyżej 50°C, gdy wartości α zaczynają szybko wzrastać wskutek szybkiego wzrostu α_2^* .

Pozostaje jeszcze do omówienia sprawa wnoszonej przez opór ujemny reaktancji. Wielkość ta była oceniana na podstawie pomiaru częstotliwości i znajomości wartości zewnętrznych elementów reaktancyjnych. Podobnie, jak wartość oporu ujemnego, tak i wartość reaktancji przezeń wnoszona do obwodu zależy przede wszystkim od wartości prądu emitera; zmiany prądu emitera są dość znaczne i bezpośrednio wynikają z wyrażenia

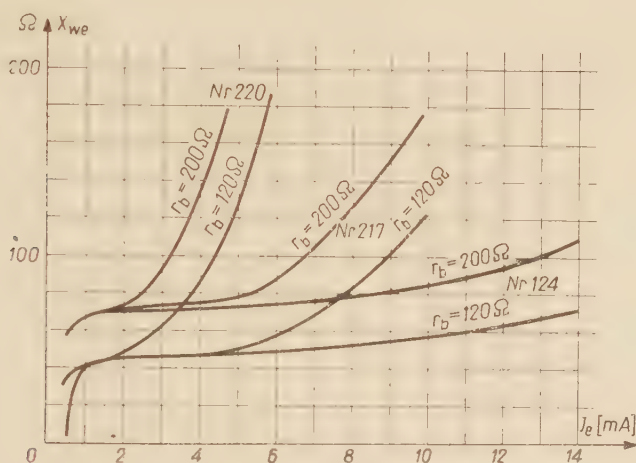
$$X_{we} = 1,2\alpha_0 r_b \frac{\omega}{\omega_a} + \frac{r_e \left(-0,8 \frac{\omega}{\omega_a} - r_e \omega C_{Te} \right)}{1 + \omega^2 r_e^2 C_{Te}^2} \quad (5)$$

Jeśli uwzględnić, że składnik $1,2\alpha_0 r_b \frac{\omega}{\omega_a}$ ma dużo większą wartość w stosunku do pozostałego to przy stromych charakterystykach $\alpha = f(I_e)$ powstaje wskutek zmian prądu emitera duża zmiana reaktancji wejściowej.

Drugi składnik stanowi zaledwie kilka procent całkowitej reaktancji i dlatego ma drugorzędne znaczenie przy rozpatrywaniu wpływu zmian prądu emitera.

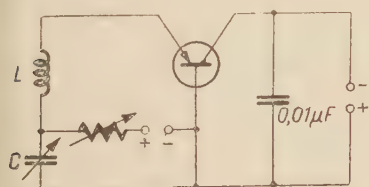
Wykres zmian X_{we} dla kilku tranzystorów o różnej stromości przebiegu $\alpha = f(I_e)$ wykonany przez obliczenie X_{we} (przy $\frac{\omega}{\omega_a} = 0,3$, $\omega = 2\pi \cdot 10^7$, $r_e = 5 \Omega$, $C_{Te} = 100 \text{ pF}$, $r_b = 120 \Omega$) z wyrażenia (5) przedstawiono na rys. 32.

W celu zorientowania się, jak zmienia się reaktancja wnoszona przy zmianie prądu emitera wykonano pomiar reaktancji sposobem dynamicznym przez pomiar częstotliwości drgań generatora w układzie przedsta-

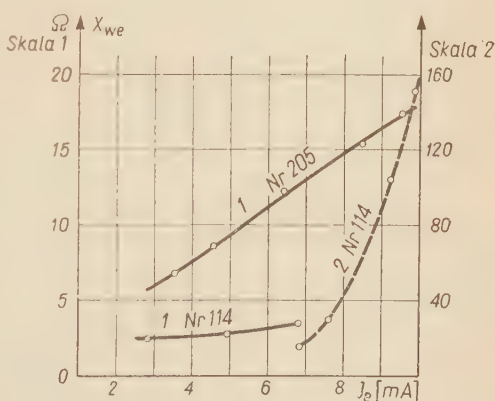


Rys. 32

wionym na rys. 33 dla różnych wartości prądu emitera I_e oraz różnych wartości pojemności rezonansowych. Wyniki otrzymane zestawione są w tablicach 5 i 6 w części 3.3 oraz przedstawione



Rys. 33



Rys. 34

na rys. 34. Podobny charakter zmian zależności $X_{we}(I_e)$ uzyskany w obu przypadkach potwierdza słuszność założeń przyjętych przy obliczaniu impedancji wejściowej.

3.3. Właściwości generatorów wykonanych na oporach ujemnych opisanych w części 3.2

Ze względu na to, że opór ujemny jest o uzależnieniu prądowym, badanie przeprowadzono w układzie generatora z obwodem rezonansu szeregowego, przedstawionym na rys. 33. Przy badaniu właściwości generatora zastosowano następującą technikę: ustalano indukcyjność właściwą dla badanego zakresu i zmieniając pojemność skokowo mierzono każdorazowo częstotliwość przy wartości prądu I_e odpowiadającej granicznej wartości, przy której jeszcze zachodzi wzbudzenie się układu.

W ten sposób przebadano wpływ parametrów tranzystora na wartość wnoszonej reaktancji przez podstawienie różnych tranzystorów i zmierzenie częstotliwości. Wyniki pomiarów są zestawione w tablicy 5.

Tablica 5

Nr tranzystora C_{pF}	Częstotliwość w kHz									
	99	103	128	218	185	194	202	205	215	221
9,5	26,6					28,6	—	—	—	—
14,5	23,6	16,8		30,2	30,8		29,6	27,8	30,4	30,4
19,5										
34,5				21,3		25,4				
38,5	15,3	11,9						24,2		
43,5						18,5				
77,5			11,3				15,2			
88,5	10,4	8		14,3				14,7	15,2	15,2
96,0			10,5							
100,5	8,5	6,5					14,1			
300,5	5,15	3,8	5,48	7,5	7,5	7,2	7,65	7,5	7,78	11,4

Z wyników podanych w tablicy 5 wynika, że pomiędzy dwoma grupami tranzystorów, a mianowicie grupą tranzystorów nr 99, 103, 128 i grupą tranzystorów nr 185, 194, 202, 205, 215, 218 i 221 występują duże różnice częstotliwości drgań przy tym samym obwodzie zewnętrznym. Przyczyny tego stają się zrozumiałe jeśli uwzględnić, że częstotliwość drgań określa rozwiązanie zależności

$$X_{zew} + X_{we} = 0, \quad (43)$$

gdzie

X_{zew} — wypadkowa reaktancji zewnętrznego obwodu rezonansu szeregowego,

X_{we} — reaktancja wejściowa na zaciskach $E-B$ tranzystora.

Z przybliżonego wyrażenia (5) na X_{we} wynika, że przy tym samym obwodzie zewnętrznym X_{we} dla poszczególnych tranzystorów będzie miało wartości różne, a więc i częstotliwość wzbudzenia się drgań będzie w każdym przypadku różna. Ponieważ wartości α_0 , przy których zachodzi wzbudzenie drgań, są podobne we wszystkich przypadkach (ze względu

na warunek $r_{we} + r_{zew} < 0$, $\alpha_0 > 1 + \frac{r_e}{r_b} + \frac{r_{zew}}{r_b}$ przy małych stosunkach $\frac{r_e}{r_b}$

i $\frac{r_{zew}}{r_b}$), przeto o wartości reaktancji X_{we} decyduje oporność r_b i stosunek

$\frac{\omega}{\omega_a}$. Ten ostatni zwłaszcza wpływa w dużym stopniu przy wartościach stosunku $\frac{\omega}{\omega_a}$ dążącym do 1.

Dla zilustrowania tych współzależności wykonamy obliczenia dla przypadku dwóch różnych tranzystorów o następujących danych:

Tranzystor 1

$$r_{b1} = 50 \Omega$$

$$r_{e1} = 5 \Omega$$

$$C_{Te1} = 100 \text{ pF}$$

Tranzystor 2

$$r_{b2} = 300 \Omega$$

$$r_{e2} = 5 \Omega$$

$$C_{Te2} = 100 \text{ pF}$$

Przy $r_{zew} = 20 \Omega$ z warunku (6) mamy

$$\alpha_{01} \approx 1,5$$

$$\alpha_{02} \approx 1,09$$

przyjmując ponadto, że częstotliwość $f = 7 \cdot 10^6 \text{ Hz}$, $\omega_{a1} \approx \omega_{a2} = 4,2 \cdot 10^7 \text{ Hz}$ i indukcyjność obwodu zewnętrznego $5 \mu\text{H}$ otrzymujemy z zależności (5) następującą wartość X_{we1} ,

$$X_{we1} \approx 1,2 \cdot 1,5 \cdot 50 \cdot \frac{1}{6} + \frac{5 \left(-0,8 \cdot \frac{1}{6} - 5 \cdot 2\pi \cdot 7 \cdot 10^6 \cdot 100 \cdot 10^{-12} \right)}{1 + 5^2 (2\pi)^2 7^2 \cdot 10^{12} \cdot 10^4 \cdot 10^{-24}} = 15,7 \Omega$$

Obliczamy pojemność zewnętrzną obwodu rezonansowego z warunku

$$\omega_{r1} L - \frac{1}{\omega_{r1} C} \approx 15,7 \Omega,$$

$$C \approx 99 \text{ pF}.$$

Ponieważ drugi składnik w wyrażeniu (5) jest bardzo mały, nową częstotliwość, jaka ustali się w tych warunkach, znaleźć można z przybliżonej zależności

$$\omega_{r2}L - \frac{1}{\omega_{r2}C} + 1,2a_0r_b \frac{\omega_{r2}}{\omega_a} = 0.$$

Rozwiązując względem ω_{r2} po podstawieniu do równania wartości parametrów tranzystora 2, znajdujemy

$$\omega_{r2} \approx 2 \cdot \pi \cdot 6,3 \cdot 10^6 \text{ rad/sek.}$$

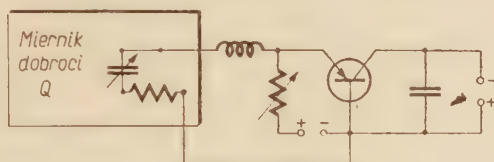
Zakładając, że $\omega_{r1} = \frac{1}{2} \omega_a$ przy dodatkowym warunku $L = 1 \mu\text{H}$ otrzymujemy $\omega_{r2} = 2\pi \cdot 1,56 \cdot 10^7 \text{ rad/sek.}$ Różnica częstotliwości, jak z tego wynika, wyniesie ok. 25 procent.

Różnice częstotliwości mogą być jeszcze większe, jeśli $\omega_{a1} \neq \omega_{a2}$. Jak więc widzimy, warunek współbieżności generatorów wymaga równości trzech parametrów, a mianowicie: r_b , a_0 i ω_a , co jest warunkiem bardzo trudnym do spełnienia przy produkcji tranzystorów. Przy dostatecznie ścisłej kontroli warunków produkcji jest jednak możliwe utrzymanie wymaganych tolerancji takich elektrycznych parametrów, jak a , r_b i ω_a . Grupa złożona z tranzystorów nr 202, 205, 218, 219 i 221 była wyprodukowana w toku tego samego cyklu produkcyjnego, uzyskane częstotliwości drgań (tablica nr 5) są bardzo zbliżone. Fakt, że tranzystory nr 185 i 194 wyprodukowane w różnych cyklach produkcyjnych mają z tym samym zewnętrznym obwodem podobne częstotliwości drgań, wskazuje na możliwość produkcji tranzystorów o dostatecznie podobnych parametrach elektrycznych. Różnice częstotliwości mogły tu wynikać również z pewnych różnic w pojemnościach rozproszonych w układzie przewodów.

Uwzględnić również należy wpływ różnicy amplitud drgań w każdym z przypadków. Interesujące zestawienie pomiarów podano poniżej w tablicy 7 dla tranzystorów z dwóch różnych serii. Zmierzono częstotliwość drgań przy tych samych pojemnościach, lecz różnych prądach emitera. Zauważa się tu charakterystyczny wzrost indukcyjności oporu ujemnego przy rosnących prądach emitera. Tranzystor nr 205 ma, jak wynika z tablicy, większą indukcyjność ze względu na znacznie większą wartość a_0 (patrz rys. 15). Podobne wyniki uzyskano dla tranzystorów nr 209, 217, 219, 220, 223, 124 i 114, różniące się znacznie wartościami i przebiegiem współczynnika a_0 (rys. 15).

W celu wyjaśnienia, w jaki sposób wpływa wybór punktu pracy na wartość wnoszonej reaktancji, wykonano pomiary częstotliwości w zależności od prądu emitera I_e dla szeregu tranzystorów i przy różnych czę-

stotliwościach drgań (różnych stałych obwodu zewnętrznego). Wyniki tych pomiarów zestawiono w tablicy 6. Ponadto wykonano pomiar reaktancji i oporności wejściowych dla tranzystorów nr 212 i 114 za pomocą miernika dobroci w układzie przedstawionym na rys. 35. Łatwo zauważyć



Rys. 35

zgodność przebiegów zależności uzyskanych na drodze pomiarów i obliczeń ze wzoru (5).

Wyniki pomiaru wartości oporności i reaktancji wejściowej metodą Q-metru (rys. 35) oraz reaktancji obliczonej z częstotliwości drgań generatora umieszczono również w tablicy 7.

Wyniki zestawione w tablicy 7 pokazują, że charakter zmian indukcyjności w funkcji prądu sterującego i częstotliwości jest zgodny z tym, jaki uzyskuje się z wyrażenia (5). Obliczone wartości ΔL są prawie dwukrotnie większe od wartości zmierzonych, ze względu na duże błędy powstające przy określeniu poszczególnych parametrów (a_0 , r_b , ω_a).

Analizowano ponadto warunki wzbudzenia się układu przez włączanie szeregowo z obwodem rezonansowym dodatkowego oporu rzeczywistego, dobieranego w taki sposób, ażeby nachylenie prostej łącznego oporu strat obwodu pokrywało się z nachyleniem charakterystyki oporu ujemnego. Stwierdzono przez obserwacje oscyloskopowe i za pomocą miliwoltomierza, że przejście od punktu $r_{wyp} > 0$ do $r_{wyp} < 0$ odbywa się w sposób ciągle bez zaskoków.

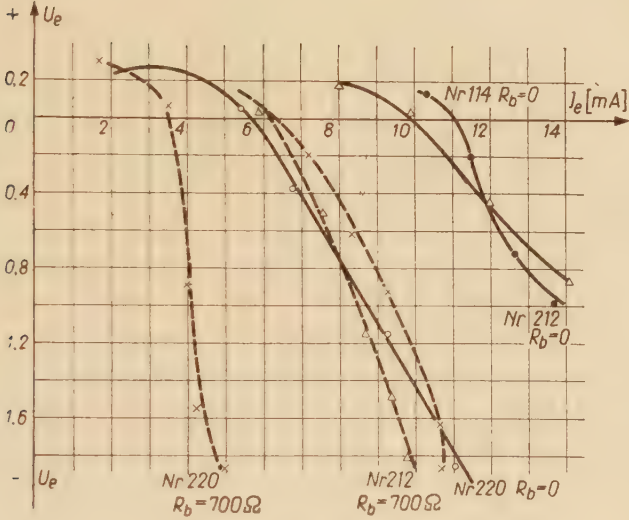
Przebiegi prądowe i napięciowe są sinusoidalne w dużym zakresie zmian amplitudy prądu i oporności dodatkowej. Włączanie oporności przy tym samym punkcie pracy powoduje obniżenie częstotliwości. Charakter zmian pokazuje tablica 8 przy $I = 10$ mA dla tranzystora nr 185.

Charakterystyki oporu ujemnego szeregu tranzystorów, użytych przy pomiarach w części 3.3, przedstawiono na rys. 36 i 37 z opornością zewnętrzną bazy $R_b = 0 \Omega$ oraz 700Ω i przy różnych napięciach kolektora.

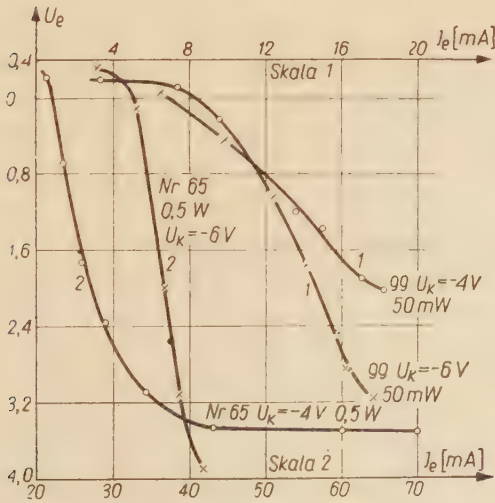
Wykonano również badania tego rodzaju generatora jako powielacza częstotliwości oraz modulatora częstotliwości. Układ powielacza jest bardzo korzystny ze względu na małą impedancję kolektora przy częstotliwości podstawowej. Ze względu na kształt charakterystyki najkorzystniej jest stosować trzecią harmoniczną. Generator pracujący na często-

Tablica 8

R_{Ω}	f_{hH_2}
0	990
15	980
30	568
45	550
75	512



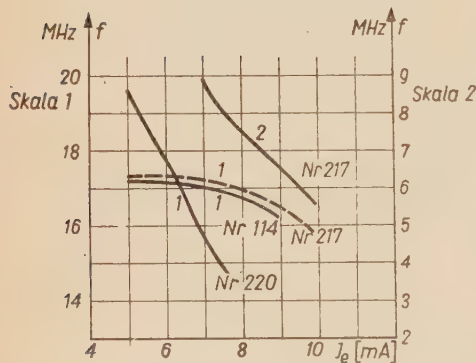
Rys. 36



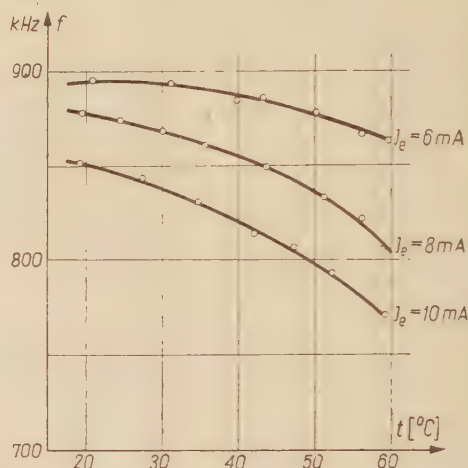
Rys. 37

tliwości podstawowej ok. 30 MHz dawał ok. 1 mW mocy trzeciej harmonicznej przy mocy zasilania ok. 5 mW. Właściwości generatora typu przedstawionego na rys. 33 najlepiej ocenić można na podstawie charakterystyk częstotliwościowych $f(I_e)$ przedstawionych na rys. 38. Uzyskuje się tu liniowość tej charakterystyki w zakresie zmian częstotliwości wynoszących $\pm 5\%$.

Ponieważ parametry elektryczne omawianych tu tranzystorów są bardzo zależne od temperatury, zbadano, w jakim stopniu jej zmiany wpływają na częstotliwość drgań generatora wykonanego przy użyciu tego



Rys. 38



Rys. 39

rodzaju tranzystora oraz jaki wpływ ma dobór punktu pracy (prądu emitera). W tym celu umieszczono tranzystor połączony w układzie generacyjnym wg rys. 33 w termostacie, zmierzono zależność częstotliwości drgań od temperatury dla trzech różnych punktów pracy, odpowiadających trzem wartościom prądu, z których najmniejsza była tak dobrana, aby układ pracował liniowo (w pobliżu punktu zerwania się drgań). Wyniki pomiarów przedstawiono na rys. 39. Potwierdzają one dobrze w teorii generacji znaną zasadę stabilizacji częstotliwości przez ograniczenie zawartości harmonicznych. Przy pracy na liniowej części charakterystyki, zmiany temperatury o przeszło $+40^{\circ}\text{C}$ wywołały zmianę częstotliwości o $3\frac{1}{2}\%$, podczas gdy przy pracy dużymi amplitudami w części nieliniowej zmiana częstotliwości wyniosła ok. 10% . Wynika stąd, że dobór odpowiednich warunków pracy generatora umożliwia ograniczenie wpływu zmian temperatury na odchylenie częstotliwości drgań.

4. WNIOSKI

Na podstawie przeprowadzonych w toku pracy doświadczeń sformułować można następujące wnioski.

1. W tranzystorach stopowo-dyfuzyjnych współczynnik wzmocnienia prądowego α^* w kolektorze zależy nie tylko od napięcia, lecz jest również zależny od gęstości prądu. Zależność ta ma, zgodnie z wzorem (25), charakter wykładniczy, co potwierdzają wykresy $\ln \alpha_0 = f\left(\frac{I_e}{I_{e0}} - 1\right)^2$ przedstawione na rys. 18.

Powyższy fakt może być wykorzystany przy odpowiedniej konstrukcji tranzystora, a więc przy odpowiednio wybranej oporności właściwej obszaru kolektora, gwarantującej powstawanie dostatecznie szerokiej bariery kolektora, do uzyskania wartości α_0 znacznie przekraczających jedność. Osiąga się dzięki temu pojawianie oporu ujemnego między zaciskami emiter-baza przy odpowiednio dobranym punkcie pracy.

Na charakterystykę α_0 w funkcji prądu emitera można wpływać przez wybór odpowiedniej wielkości powierzchni emitera i odpowiedniej szerokości bariery uzyskiwanej przez wybór oporności właściwej materiału kolektora.

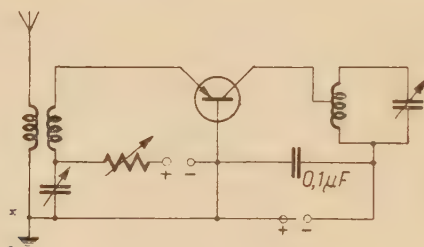
2. Wykorzystanie zjawiska wymienionego w p. 1 w tranzystorach o wystarczająco dużej oporności właściwej materiału, z którego jest wykonany obszar kolektora powyżej $1 \Omega\text{cm}$, umożliwia stosowanie ich jako oporów ujemnych w szerokim pasmie częstotliwości (niewiele mniejszym od pasma określonego częstotliwością graniczną f_α tranzystora). W przypadku prawidłowej konstrukcji tranzystora, odznaczającej się niezbyt dużą wartością oporności bazy (poniżej 150Ω), najczęściej spotykane wartości oporu ujemnego zawierają się w granicach od 0 do 500Ω . Wartość ta, przy zadanej konstrukcji tranzystora zależy od punktu pracy rys. 15 i rys. 30, 36 i temperatury złącza rys. 31. Charakterystyka oporu ujemnego zaobserwowana przez autora w tranzystorach stopowo-dyfuzyjnych nie odbiega zasadniczo od charakterystyk podobnego typu innych rodzajów tranzystorów, a posiada pewną przewagę, jeśli chodzi o liniowość charakterystyki oraz duży zakres prądowy.

3. Wykorzystanie wyciągającego działania pola elektrycznego bariery kolektor-baza na nośniki mniejszościowe obszaru kolektora (współczynnik α_2^*) przez zastosowanie w obszarze kolektora materiału o oporności właściwej powyżej $10 \Omega\text{cm}$, daje bardziej stopniową zmianę współczynnika α z prądem sterującym I_e , umożliwiając uzyskanie wartości $\alpha > 1$ już przy bardzo małych gęstościach prądu rys. 15 (tranzystor 1 i 2). Rozwiązanie takie ma również i tę zaletę, że obniża znacznie pojemność wyjściową tranzystora. W tranzystorze tego typu może być korzystne zastosowanie w obszarze kolektora po stronie wyjściowej złącza p—n, otrzymanego

przez wtopienie domieszki w postaci stopu arsenu lub antymonu z ołowiem. Pozwoli to na uzyskanie efektu „*pn-hook*” i związanej z nim dużej wartości współczynnika α_0 .

Wykorzystana przez autora zasada otrzymywania oporności ujemnej przy dużych prądach tranzystora stopowo-dyfuzyjnego pozwala uzyskać częstotliwości drgań znacznie przekraczające 50 MHz, dzięki dużej częstotliwości granicznej tego typu tranzystorów oraz dzięki dodatkowemu polu unoszącemu, powstającemu w bazie przy wartościach α znacznie większych od jedności.

4. Tranzystor stopowo-dyfuzyjny o charakterystykach opisanych w powyższej pracy może znaleźć kilka zastosowań układowych, a mianowicie:



Rys. 40

- a. jako element odłumniający i jednocześnie wzmacniający, szczególnie w zakresie bardzo wielkich częstotliwości w układzie np. wg rys. 40,
- b. jako element spełniający jednocześnie funkcję generatora, wzmacniacza lub powielacza częstotliwości i modulatora częstotliwości, co jest bardzo użyteczne w zakresie częstotliwości bardzo wielkich, przy czym częstotliwość podstawowa może mieć wartości ponad 100 MHz.

Te właściwości mogą być wykorzystane w prawidłowo skonstruowanych tranzystorach stopowo-dyfuzyjnych, prawie w całości przenoszonego przez nie pasma.

5. Wartość oporu ujemnego zależy w dużym stopniu od temperatury (rys. 31) wskutek stosunkowo silnego wpływu temperatury na wartość współczynnika α_0 (rys. 23 do 25), w szczególności przy wyższych temperaturach. Ten wpływ temperatury jest głównie wynikiem oddziaływania współczynnika α_2^* , którego wartość rośnie bardzo szybko ze wzrostem temperatury (rys. 10). Jeśli wziąć pod uwagę, że przy temperaturze złącza 80°C german o oporności 10 Ω cm staje się już samoistnym, wyjaśnia to tak silną zależność temperaturową tego rodzaju oporu ujemnego, powstającego przy stosunkowo dużych opornościach materiału w obszarze kolektora. Aby tego efektu temperaturowego uniknąć, należy stosować

materiał wyjściowy o oporności poniżej $1.5 \Omega \text{ cm}$ (przy 20°C), co jest niedogodne, ze względu na stosunkowo małe wartości α_0 , przy małych wartościach prądu emitera — kilku miliamperów.

Podsumowując powyższe wnioski stwierdzić można, że wykorzystanie uzależnionej prądowo lawinowej jonizacji w szerokich złączach $p-n$ stwarza możliwości oparcia się na tym zjawisku w konstrukcjach warstwowych tranzystorów stopowo-dyfuzyjnych, odznaczających się dużymi wartościami współczynnika wzmocnienia prądowego, co umożliwia stosowanie ich w prostych układach generujących przebiegi sinusoidalne i impulsowe.

Autor pragnie tą drogą podziękować prof. drowi inż. J. Groszkowskiemu za okazaną mu pomoc w wyborze tematyki, dyskusje i cenne uwagi podczas wykonywania pracy.

Instytut Podstawowych
Problemów Techniki
PAN

WYKAZ LITERATURY

1. Aigrain P.: *Theory of impurity bands with randomly distributed centers*, Physica Nr 11, 1954.
2. Anderson A.: *Transistors in switching circuits*, Proc. I. R. E. Nr 11, 1952.
3. Beale J., Stephenson W., Wolfendale E.: *A study of highspeed avalanche transistors*, Proc. I.R.E. Nr 16, cz. B, 1957.
4. Early J.: *Design theory of junction transistors* B. S. T. J. Listopad 1953.
5. Ebers J.: *Four terminal p-n-p-n transistors*, PIRE Nr 11, 1952.
6. Emais R., Herlet A.: *Die effektive Emittierfläche von Leistungstransistoren*, Zeitschrift für Naturforschung Nr 12, 1957.
7. Hannay N.: *Semiconductors*, Reinhold Publishing Corporation New York, 1959.
8. Herbert N.: *Point contact transistor development*, Bell Lab. Record, luty 1956.
9. Hunter L.: *Handbook of semiconductor electronics*, Mc. Graw Hill New York, 1956.
10. Jochems P., Memelink O., Tummers L.: *Construction and electrical properties of a germanium alloy-diffused transistor*, Proc. I.R.E. Nr 6, 1958.
11. Krömer H.: *Zur theorie des diffusions und des drifttransistors*, Archv. Elektr. Übertragung 1954, vol. 8, s. 364.
12. Lesk I., Mathis V.: *The double base diode a new semiconductor device*, I. R. E. Convention Record cz. 2, Marzec 1953.
13. Mackintosh I.: *The electrical characteristics of silicon p-n-p-n triodes*, PIRE Nr 6, 1958.
14. Moll J., Tannenbaum M., Goldey J., Holonyak N.: *P-n-p-n transistor switches*, PIRE Nr 9, 1956.
15. Memelink O.: *The deplistor a semiconductor switching device*, Philips Research Reports Nr 5, 1958.

16. Miller S., Ebers J.: *Alloyed junction avalanche transistors B.S.T.J.* Nr 9, 1956.
17. Miller S.: *Avalanche breakdown in germanium*, Phys. Rev. sierpień 15, 1955.
18. Mc. Kay K., Mc. Afee K.: *Electron multiplication in silicon and germanium*, Phys. Rev. wrzesień 1, 1953.
19. Mc. Kay K.: *Avalanche breakdown in silicon*, Phys. Rev. Maj 15, 1954.
20. Mroziewicz B.: *Konstrukcja i technologia tranzystorów wielkiej częstotliwości wykonanych techniką stopowo-dyfuzyjną*, Arch. Elektrot. Nr 1, 1960.
21. *Półprzewodniki w nauce i technice*, cz. II, pod redakcją Joffego A. Izdatiel'stvo Akademii Nauk, Leningrad, 1958.
22. Pritchard R.: *Frequency variations of current amplification factor for junction transistors*, Proc. I.R.E. Nr 11, 1952.
23. Rosiński W., Pułtorak J.: *Point junction transistors*. Bulletin de L'Academie Polon. des Sciences Vol V Nr 2, 1957.
24. Rosiński W.: *Zasady technologii tranzystorów*, PWT Warszawa 1960.
25. Ryder R., Kircher R.: *Some circuit aspects of the transistor B.S.T.J.* Nr 6, 1949.
26. Salow H., Munch W.: *Über einem schalttransistor mit kurzen sprungzeiten*, Zeitschrift f. Angewandte Physik, Nr 2, 1956.
27. Schenkel H., Statz K.: *Junction transistors with alpha greater than unity*, Proc. I.R.E. Nr 3, 1956.
28. Shockley W.: *Electrons and holes in semiconductors van*, Nostrand, 1950.
29. Shockley W.: *Correspondence*, PIRE Nr 12, 1958., s. 1947—49.
30. Shea R.: *Transistor circuit engineering*, John Wiley 1953.
31. Stelmak J.: *Electrical forming in n-germanium transistors using phosphorus — alloy contacts*, Phys. Rev. Nr 1, 1951.
32. Szotow A.: *Proboj elektronno-dyrocznych pierechodow w germanij na udarnom napriazhenii*, Żurnal Tiechn. Fiz. T. XXVI, Nr 8, 1956.
33. Sommers H.: *Tunnel diodes as high frequency devices*, PIRE Nr 6, 1959.
34. Sittner W.: *Current multiplication in the type A transistor*, PIRE Nr 4, 1952.
35. Szotow A.: *Ob udarnej jonizacji w germaniowych p—n pierechodach*, Żurnal Tiech. Fiz. Nr 3, 1958.
36. Wuł B., i Szotow A.: *Multiplication of electrons and holes in p—n junctions*, Referat na konferencji półprzewodnikowej w Brukseli w 1958.

Dodatek

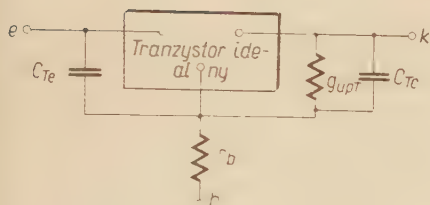
W celu obliczenia impedencji wejściowej Z_{we} tranzystora, który traktować będziemy jako czynny czwórnik, oprzemy się na powszechnie znanej z teorii czwórnika zależności

$$Z_{we} = h_{11} - \frac{h_{12}h_{21}}{h_{22} + Y_0} \quad (44)$$

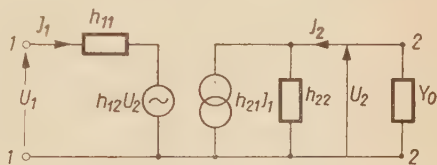
Poszczególne wielkości wchodzące w skład wyrażenia (44) wyznaczyć możemy, przyjmując układ zastępczy tranzystora przedstawiony na rys. 41, [4, 9, 11 i 30]. Ten układ zastępczy można sprowadzić do bardziej prostego [4, 21, 30] przedstawionego na rys. 42, którego parametry są współczynnikami macierzy (h) i są określone następującymi zależnościami

$$h_{11} = \frac{r_e \frac{\operatorname{tg} h(sm)}{s \operatorname{tgh}(m)} \cdot \frac{1}{j \cdot \omega \cdot C_{Te}}}{\frac{r_e \operatorname{tg} h(sm)}{s \operatorname{tgh}(m)} + \frac{1}{j \cdot \omega \cdot C_{Te}}} + r_b \left[1 - a_0 \frac{\cos h(m)}{\cos h(sm)} \right], \quad (45)$$

$$h_{12} = \mu \frac{\cos h(m)}{\cos h(sm)} + r_b \left[\frac{1}{w} \frac{\partial w}{\partial U_k} I_k \frac{s \operatorname{tg} h(sm)}{\operatorname{tg} h(m)} + g_{upl} + j \omega C_{Tk} \right], \quad (46)$$



Rys. 41



Rys. 42

$$h_{21} = -a_0 \frac{\cos h(m)}{\cos h(sm)}, \quad (47)$$

$$h_{22} = \frac{1}{w} \frac{\partial w}{\partial U_k} I_k \frac{s \operatorname{tg} h(sm)}{\operatorname{tg} h(m)} + g_{upl} + j \cdot \omega \cdot C_{Tk} \quad (48)$$

gdzie

μ — stosunek napięcia na oporności bazy do napięcia na kolektorze równy h_{12} dla małych częstotliwości,

I_k — prąd kolektora,

g_{upl} — upływność na złączu kolektora,

C_{Tk} — pojemność elektronowa złącza kolektora.

W przypadku obwodu wyjściowego zwartego, czyli $Y_0 = \infty$ wyrażenie (44) przyjmuje postać

$$Z_{we} = h_{11} = \frac{r_e \operatorname{tg} h(sm)}{j \omega C_{Te} r_e \operatorname{tg} h(sm) + s \operatorname{tg} h(m)} + r_b \left[1 - a_0 \frac{\cos h(m)}{\cos h(sm)} \right]. \quad (49)$$

Jeśli Y_0 ma wartość skończoną, wtedy przyjmując, że Y_0 reprezentuje obwód rezonansowy o przewodności G_0 dużo większej od przewodności parametru h_{22} i uwzględniając, że ten parametr ma wartość stosunkowo małą, co jest zgodne z doświadczeniem, wyrażenia (44) napisać można w postaci

$$Z_{we} \approx \frac{r_e \operatorname{tg} h(sm)}{j \omega C_{Te} r_e \operatorname{tg} h(sm) + s \operatorname{tg} h(m)} + r_b \left[1 - a_0 \frac{\cosh(m)}{\cosh(sm)} \right] + \frac{1}{G_0} \mu a_0 \frac{\cosh^2(m)}{\cosh^2(sm)}. \quad (50)$$

Ponieważ współczynnik μ jest bardzo mały (wynosi ok. 10^{-4}) składnik ostatni w wyrażeniu (50) zaczyna wpływać dopiero wtedy, gdy wartości G_0 stają się bardzo małe (duże opory obciążające).

Podkreślić tu należy fakt, że wyrażenia powyższe są słuszne tylko przy małym poziomie wprowadzanego sygnału i małej składowej stałej.

Rozwijając we wzorze (49) $\tanh(sm)$ i $\frac{1}{\cosh(sm)}$ na szereg i przyjmując pierwsze wyrazy rozwinięcia [4, 30] otrzymujemy na Z_{wc} następujące wyrażenie po uwzględnieniu, że $\frac{\omega^2}{L^2} \ll 1$, $C_{Te} < 100 \text{ pF}$ i $\omega < 2\pi \cdot 50 \cdot 10^6 \text{ rad/sek}$

$$Z_{wc} \approx \frac{r_e}{1 + \omega^2 C_{Te}^2 r_e^2} + r_b (1 - \alpha_0) + j \left(\frac{-0,8 r_e \frac{\omega}{\omega_a} - r_e^2 \omega C_{Te}}{1 + \omega^2 C_{Te}^2 r_e^2} + 1,2 \alpha_0 r_b \frac{\omega}{\omega_a} \right). \quad (51)$$

СПЛАВНО ДИФФУЗИОННЫЕ ТРАНЗИСТОРЫ С ОТРИЦАТЕЛЬНЫМ СОПРОТИВЛЕНИЕМ

В работе рассматривается вопрос получения отрицательного сопротивления при помощи сплавно-диффузионного транзистора.

Из дискуссии, приведенной в начале работы, вытекает, что обязательным условием для возникновения сопротивления этого рода является удовлетворение следующей зависимости в случае особо малых частот:

где

$$r_e + r_b (1 - \alpha_0) < 0$$

r_e — сопротивление эмиттера,

r_b — сопротивление базы,

α_0 — коэффициент усиления по току короткого замыкания транзистора.

Для удовлетворения этому неравенству необходимо, чтобы коэффициент α_0 был больше единицы. Анализ формулы на α_0 указывает следующие два способа для достижения этого: путем использования явления лавинной ионизации или путем использования воздействия электрического поля, созданного основными носителями тока протекающими от эмиттера к отверстию коллектора на не основные носители тока, находящиеся на границе $p-n$ перехода коллектора. Это воздействие особенно сильно при больших плотностях тока текущего через транзистор и, в результате, вызывает значительные не основные токи протекающие через $p-n$ переход. Наблюдаемое в результате этих явлений увеличение коэффициента α является функцией плотности тока подаваемого на коллектор (рис. 15) и практически не зависит от напряжения $p-n$ перехода коллектора U_C .

Результаты опытов указывают на существование следующей зависимости между коэффициентом α_0 и током эмиттера I_e ,

$$\alpha_0 = \exp \xi \left(\frac{I_e}{I_{e0}} - 1 \right)^2$$

где ξ — коэффициент зависящий от отношения ширины $p-n$ перехода к диффузионной длине

I_e — ток эмиттера для α_0

I_{e0} — ток эмиттера для $\alpha_0 = 1$.

На зависимости $\alpha_0 = f(I_e)$ влияет таким образом удельное сопротивление материала коллектора, продолжительность времени жизни, ширина запрещен-

ной зоны носителей, равно как и температура (рис. 10) с одной стороны вследствие зависимости плотности не основных носителей n от температуры,

$$n = \frac{n_i^2}{p} = \frac{A}{p} \exp\left(\frac{E_g}{kT}\right)$$

где E_g — ширина запрещенной зоны,

A — постоянная зависящая от рода полупроводника,

а с другой стороны зависимость времени жизни от температуры.

Чем больше удельное сопротивление полупроводникового материала коллектора, тем меньший ток эмиттера необходим для получения значений a_0 превышающих единицу (рис. 15).

Анализ зависимости определяющей форму характеристики напряжение-ток $U_c = f(I_c)$ приводит к заключению, что линейность отрезка характеристики, наклон которой определяет отрицательное сопротивление, может быть достигнута только в том случае, если сопротивление коллектора зависит от тока I_c так же само, как коэффициент a_0 . Действительные характеристики отрицательного сопротивления линейны (рис. 30). Величины отрицательного сопротивления — 200 до 500 Ω . Их зависимость от температуры представлена на рис. 31, причем сопротивление увеличивается при возрастании температуры.

Такие отрицательные сопротивления исследовались в генераторных схемах представленных на рис. 33. Результаты исследований указывают на существование отрицательного сопротивления при частотах значительно больших, чем f_c для которой коэффициент $a_{c,b} = 1$. Интересен факт, что в случае нескольких исследованных транзисторов частоты колебаний полученные после включения их в ту же самую схему (рис. 33) отличались между собой весьма незначительно (таблица 5). Измерения производились при токе транзистора подобранном таким образом, чтобы схема находилась на границе колебаний. Исследована также зависимость частоты колебаний от тока эмиттера (рис. 38), которая указывает на возможность получения линейной модуляции частоты при минимальной модуляции амплитуды.

ALLOY-DIFFUSED TRANSISTORS WITH NEGATIVE RESISTANCE

The work is concerned with the problem of the negative resistance displayed by alloy-diffused transistor.

From the discussion carried out in the introductory part of the paper it follows that to produce such a resistance the following dependence has to be fulfilled at very low frequencies.

$$r_e + r_b(1 - a_0) < 0$$

where

r_e — emitter resistance,

r_b — base resistance,

a_0 — short circuit amplification factor.

To satisfy this inequality the coefficient a_0 must exceed 1. The analysis of the expression a_0 shows that following two methods of solution of this problem are feasible: either by making use of the avalanche carrier multiplication or by the electric field generated by the majority carriers flowing from the emitter to the collector exerting influence upon the minority carriers collected at the

edge placed on the brink of the collector barrier. This influence of this electric field is particularly strong at the high densities of the current flowing across the transistor and it generates in consequence strong minority currents across the collector barrier. Owing to these phenomena observed increase of the coefficient of α_0 is a function of the current density flowing to the collector (Fig. 15) and practically it is independent of the d. c. voltage of the collector barrier U_C .

From the experimental results it may be concluded that the following dependence exists between the coefficient α_0 and the emitter current I_e

$$\alpha_0 = \exp \cdot \xi \left(\frac{I_e}{I_{e0}} - 1 \right)^2$$

where

ξ — coefficient depending on the ratio of the barrier width and free carrier length,

I_e — emitter current for α_0

I_{e0} — emitter current for $\alpha_0=1$.

Hence, the shape of the curve $\alpha_0=f(I_e)$ depends upon the resistivity of the collector material, its life time, free carrier length and temperature (Fig. 23). Firstly this is due to the interdependence between the minority carrier density and the temperature as below

$$n = \frac{n_i^2}{p} = \frac{A}{p} \exp \left(\frac{E_g}{kT} \right)$$

where

E_g — forbidden gap,

A — constant depending on the kind of the semiconductor and secondly—due to the life time depending on the temperature.

The greater is the resistivity of the semiconductor material used for the collector the smaller is the emitter current required to obtain the values of α_0 exceeding 1 (Fig. 15).

The analysis of the dependence determining the voltage-current characteristic $U_e=f(I_e)$ shows that the linearity of that part of the curve, which represents the negative resistance may be obtained only in such a case when the dependence between the collector resistance and the current I_e is similar to that of the coefficient α_0 . The actual characteristics of the negative resistance are linear (Fig. 30).

The values of the negative resistance may vary from 200 to 500 Ω and depend on the temperature as given in Fig. 31 moreover, the resistance rises with the temperature.

The negative resistances of such a kind have been examined in the generator circuit as given in Fig. 33.

The investigation results prove the existence of the negative resistance above the frequency f_T at which $\alpha_{ch}=1$.

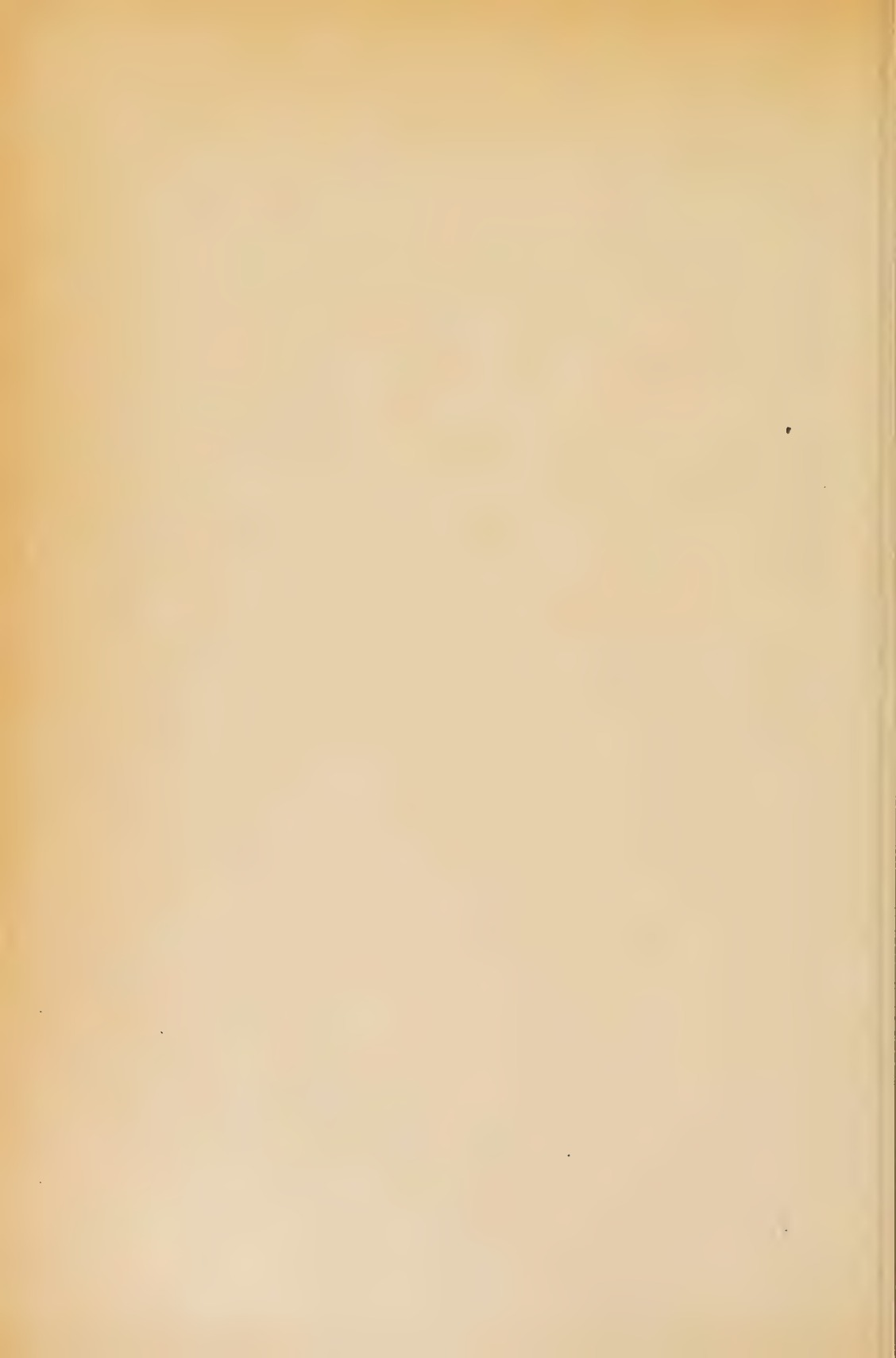
Noteworthy is the fact that the oscillation frequencies obtained for several examined transistors when applied to the same circuit (Fig. 33) only slightly differed between themselves (Table 5). The measurement readings were taken off for a current correspondingly chosen so that the circuit was on verge of oscillations.

The dependence of the oscillation frequencies with respect to the emitter current were examined as well (Fig. 38). The results show that there exists a possibility of obtaining the linear frequency modulation with very little amplitude modulation.

ERRATA

Zeszyt 2/60, tom IX

Str.	Wiersz		Jest	Powinno być
	od dołu	od góry		
324		wzór (7)	$\delta_i(R_i)]^2 =$	$[\delta_i(R_i)]^2 =$
330		6	толковую	токовую
330		16	выверены	выравнены
331	7		$(R_x - R_n) : R^n$	$(R_x - R_n) : R_n$
373		17	1a wzór 18	1b wzór 8
377		wzór (87)	$-2a \operatorname{arctg} \frac{c_{21}}{2h}$	$-2 \operatorname{arctg} \frac{c_{21}}{2h}$
377	10		K_{12}	κ_{12}
381	6		(26)	(27)
386	17		$V,$	V_1
398	12		$\gamma_{11} + \gamma_{12}$	$\gamma_{11} - \gamma_{12}$
408	rys. 2		R, Ψ	C, Ψ
482	rys. 2		$0,3 \cdot 10^4 \text{ cm}$	$0,3 \cdot 10^4 \Omega \text{ cm}$
482		5	1-10	1-5
489	rys. 5		$\varrho = 1 \cdot 10^4 \text{ cm}$	$\varrho = 1 \cdot 10^4 \Omega \text{ cm}$



WYTYCZNE DLA AUTORÓW

Komitet Redakcyjny prosi autorów o ułatwienie prac redakcyjnych związanych z przygotowaniem do druku nadesłanych artykułów przez przestrzeganie podanych wytycznych przy przygotowaniu maszynopisu:

1. Prace powinny być napisane pismem maszynowym, na pojedynczych arkuszach formatu A4, jednostronnie, z podwójną interlinią (co drugi wiersz), z marginesem 3 cm z lewej strony. Stronice numerowane. Artykuły należy nadsyłać w dwóch egzemplarzach.
2. Wzory i oznaczenia należy wpisywać ręcznie, czytelnie, używając jedynie liter łacińskich i greckich. Wskaźniki niżej liter i wykładniki potęg pisać należy szczególnie dokładnie i wyraźnie.
3. Każda praca powinna być zaopatrzona w krótkie streszczenie (analizę) w języku polskim do 25 wierszy maszynopisu oraz w obszerniejsze streszczenia (do 20% objętości artykułu) w języku rosyjskim oraz angielskim, francuskim lub niemieckim. W razie niemożności nadesłania streszczenia w języku obcym autor dostarcza odpowiednie streszczenie w języku polskim w trzech egz. z jednoczesnym wpisaniem, terminologii w języku rosyjskim oraz w innym języku obcym.
4. Rysunki, wykresy i fotografie należy wykonywać na oddzielnych arkuszach z podaniem kolejnych numerów rysunków. W tekście i na marginesie, obok właściwego tekstu, należy podać jedynie odnośny numer rysunku. Ostateczne wykonanie rysunków obowiązuje Redakcję.
5. Wszystkie rysunki, wykresy i fotografie należy nazywać w tekście rysunkami (skrót: rys.) i nie używać określeń, jak figura, szkic, fotografia. U samego dołu rysunku (a przy fotografiach — na odwrocie) należy wpisać czytelnie numer rysunku, napis pod rysunkiem, tytuł pracy i nazwisko autora.
6. Wszystkie tablice (unikać zbyt dużych) podobnie jak rysunki należy wykonywać na oddzielnych arkuszach i numerować kolejno liczbami arabskimi. U góry każdej tablicy podać tytuł (napis) objaśniający.
7. Po zakończeniu artykułu należy podać wykaz literatury, wymieniając w następującej kolejności: nazwisko autora i pierwsze litery imion, pełny tytuł dzieła lub artykułu, tytuł czasopisma, tom, numer zeszytu, rok i miejsce wydania oraz ewentualnie numer strony. Pozycje powinny być ponumerowane w kolejności alfabetycznej autorów; w tekście — powołania na numer pozycji w nawiasie kwadratowym, np. [3].
8. Autorowi przysługuje bezpłatnie 25 egzemplarzy odbitek pracy. Dodatkowe egzemplarze autor może zamówić w redakcji na własny koszt przy przesyłaniu korekty swej pracy.
9. Nie zastosowanie się Autora do powyższych wytycznych pociągnie za sobą konieczność potrącenia z honorarium autorskiego kosztów związanych z doprowadzeniem dostarczonych materiałów do wymaganej formy.

U w a g a: Autora obowiązuje korekta autorska, którą należy zwracać w ciągu 3 dni pod adresem: Redakcja „Archiwum Elektrotechniki”, Warszawa, Koszykowa 75, Politechnika, Zakład Radiotechniki, tel. 8.32.04. Redakcja czynna w poniedziałki, środy i piątki

WARUNKI PRENUMERATY CZASOPISMA

„ARCHIWUM ELEKTROTECHNIKI” — KWARTALNIK

Cena w prenumeracie zł 120,— rocznie, zł 60,— półrocznie. Zamówienia i wpłaty przyjmują:

1. Przedsiębiorstwo Upowszechnienia Prasy i Książki „RUCH”, Poznań, ul. Zwierzyniecka 9, konto PKO Nr 122-6-211.831.

2. Urzędy pocztowe.

Prenumerata ze zleceniem wysyłki za granicę 40% drożej. Zamówienia dla zagranicy przyjmuje Przedsiębiorstwo Kolportażu Wydawnictw Zagranicznych „RUCH”, Warszawa, ul. Wilcza 46, konto PKO nr 1-6-100-024.

Bieżące numery do nabycia w księgarniach naukowych „Dom Książki” oraz w Ośrodku Rozpowszechniania Wydawnictw Naukowych Polskiej Akademii Nauk — Wzorcownia Wydawnictw Naukowych PAN — Ossolineum — PWN, Warszawa, Pałac Kultury i Nauki (wysoki parter).

PLACÓWKI „RUCHU”

Białystok, Lipowa 1	Olštyn, Plac Wolności (kiosk)
Bielsko-Biała — sklep „Ruchu” nr 1, Lenina 7	Opole, Rynek — sklep nr 76
Bydgoszcz, Armii Czerwonej 2	Ostrów Wlkp., Partyzancka 1
Bytom — sklep „Ruchu” nr 39, Plac Kościuszki	Płock, Tumska, kiosk nr 270
Chorzów, Wolności 54	Poznań, Dzierżyńskiego 1
Ciechocinek, kiosk nr 4, „Pod Grzyb- kiem”	Poznań, Głogowska 66
Częstochowa, II Aleja 26	Poznań, 27 Grudnia 4
Gdańsk, Długa 44/45	Przemyśl, Plac Konstytucji 9
Gdynia, Świętojańska 27	Rzeszów, Kościuszki 5
Gliwice, Zwycięstwa 47	Sopot, Monte Cassino 32
Gniezno, Mieczysława 31	Sosnowiec, Czerwonego Zagłębia, kiosk nr 18 (obok dworca kol.)
Grudziądz, Mickiewicza, sklep nr 5	Szczecin, Aleja Piastów, róg Jagiel- lońskiego
Inowrocław, Marchlewskiego 3	Toruń, Rynek Staromiejski 9
Jelenia Góra, 1-go Maja 1	Wałbrzych, Wysockiego, obok Placu Grunwaldzkiego
Kalisz, Śródmiejska 3	Warszawa, Nowopiękna 3
Katowice Zach., 3 Maja 28	Warszawa, Nowy Świat 72, Pałac Staszica
Kielce, Sienkiewicza 22	Warszawa, Wiejska 14
Koszalin, Zwycięstwa 38	Włocławek, Plac Wolności, róg 3 Maja
Kraków, Rynek Główny 32	Wrocław, Plac Kościuszki, kiosk nr 9
Krynica, Stary Dom Zdrojowy	Zabrze, Plac 24 Stycznia, pkt nr 50
Lublin, Krakowskie Przedmieście (obok hotelu „Europa”)	Zakopane, Krupówki 51
Łódź, Piotrkowska 200	Zielona Góra, Świerczewskiego 38
Nowy Sącz, Jagiellońska 10	

OŚRODEK ROZPOWSZECHNIANIA WYDAWNICTW NAUKOWYCH PAN

Wzorcownia Wydawnictw Naukowych

PAN — OSSOLINEUM — PWN, Warszawa

Pałac Kultury i Nauki — (wysoki parter)

POLSKA AKADEMIA NAUK
INSTYTUT PODSTAWOWYCH PROBLEMÓW TECHNIKI

ARCHIWUM ELEKTROTECHNIKI

TOM IX · ZESZYT 4

KWARTALNIK

PAŃSTWOWE WYDAWNICTWO NAUKOWE
WARSZAWA 1960

SPIS TREŚCI

Str.

A. Fryszman: Modulacja wiązki elektronowej przy zastosowaniu cienkich warstw	655
J. Turowski: Wpływ nasycenia na siły w uzwojeniach maszyn elektrycznych	677
S. Szpor: Obliczanie przekroju przewodów na prądy piorunów z uwzględnieniem nasórkowości	693
J. Szrednicki: O sposobach niezależnego równoważenia pojemności i współczynnika strat w mostkach typu Scheringa	703

Komunikaty:

A. Kobus, A. Brochocki: Powstawanie dyslokacji w germanie w wyniku zmian prędkości wyciągania monokryształów	717
A. Kobus: Halotron germanowy	720
Z. Kaczkowski: Współczynnik sprzężenia magnetomechanicznego polskich stopów magnetostrykcyjnych typu „Alfer“	722
Z. Kaczkowski, Cz. Hunter: Niektóre własności magnetyczne polskich stopów magnetostrykcyjnych typu „Alfer“	725
R. Wadas: Polikrystaliczne ferryty o małych średnicach linii rezonansowych	729

СОДЕРЖАНИЕ

А. Фримман: Модуляция электронного пучка с помощью тонкого слоя	655
Я. Туrowski: Влияние насыщения на силы в обмотках электрических машин	677
С. Шпор: Расчет сечения проводов на токи молнии с учетом поверхностного эффекта	693
Я. Сшеднишки: О методах независимого уравнивания емкости и коэффициента потерь в мостках типа Шеринга	703

Сообщения:

А. Кобус, А. Врохоцки: Образование дислокации в германии в результате изменения скорости вытягивания монокристалла.	717
А. Кобус: Германиевый холлотрон	720
З. Качковский: Коэффициент магнитомеханической связи польских магнитострикционных сплавов типа „АЛЬФЕР“	722
З. Качковский, Ч. Хунтер: Некоторые магнитные свойства польских магнитострикционных сплавов типа „АЛЬФЕР“	725
З. Вадас: Поликристаллические ферриты.	729

CONTENTS — SOMMAIRE

A. Fryszman: Electron beam current modulation by thin layers	655
J. Turowski: Effect of saturation on forces acting in windings of electrical machines	677
S. Szpor: Calculation of the cross — section of conductors for lightning currents with consideration of the skin effect	693
J. Szrednicki: On methods of independent balancing of capacitance and loss factor in bridges of Schering type	703

Comuniques:

A. Kobus, A. Brochocki: Dislocations generated by change of pulling velocity of germanium monocrystals	717
A. Kobus: Germanium Hall generator	720
Z. Kaczkowski: Magnetomechanical coupling coefficient of Polish — make magnetostrictive alloys of „Alfer“ type	722
Z. Kaczkowski, Cz. Hunter: Some magnetic properties of Polish — make magnetostrictive alloys of „Alfer“ type	725
R. Wadas: Polycrystalline ferrites	729